Könyvtára

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Том VI

3

1961

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Главный редактор В. А. КОТЕЛЬНИКОВ

Заместители гл. редактора: Д. В. ЗЕРНОВ, Ю. Б. КОБЗАРЕВ

Редакционная коллегия:

А. И. БЕРГ, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, И. С. ГОНОРОВСКИЙ, В. Л. ГРАНОВСКИЙ, Л. А. ЖЕКУЛИН, Н. Д. ДЕВЯТКОВ, Л. Н. ДОБРЕЦОВ, А. Н. КАЗАНЦЕВ, С. Г. КАЛАШНИКОВ, П. Л. КАПИЦА, В. В. МИГУЛИН, А. Л. МИКАЭЛЯН, А. А. ПИСТОЛЬКОРС, А. М. ПРОХОРОВ, С. М. РЫТОВ, В. И. СИФОРОВ, Я. Н. ФЕЛЬД, С. Э. ХАЙКИН, Б. М. ЦАРЕВ

Ученый секретарь редакции Г. А. БЕРНАШЕВСКИЙ

MTA. Számtechn. Könyvtára
Leltározva
1962 év 182 sz.

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Műszaki Könyvtára

ом VI МАРТ, 1961 Вып. 3

СОДЕРЖАНИЕ

ксенов В. И. Применение приближения Кирхгофа к задаче о рассеянии электромагнитных волн на периодически неровных поверхностях с конечной проводимостью . . . 347
рпеев Г. А. Применение двухэлементного интерферометра для исследования флуктуаций волновых полей . . . 355
алышев В. А., Михалевский В. С. К теории ЛБВ-генераторов со слабой обратной связью . . . 363
ветов Н. М. Обобщение круговой диаграммы полных сопротивлений на случай трактов СВЧ с отрицательным сопротивлением . . . 371
олоковский С. И., Сушков А. Д. Исследование электрического поля плотного пакета заряженных частиц . . . 375
бенко Ю. В. Изучение формы монокристаллических эмиттеров из карбида вольфрама при помощи электронного микроскопа . . . 381
гушинский Ю. Г. Влияние адсорбции на сопротивление тонких металлических пленок. Ч. II. Электроположительные атомы . . . 384
стенкер Г. Н., Солнцев Г. С., Швилкин Б. Н. О механизме формирования высокочастотного разряда низкого давления в воздухе . . . 387
оляк И. М. Электронный ток в трубках типа Пеннинга . . . 395
околов Ю. Ф. Новый вариант метода четырехполюсника для определения сопротивлений контактов полупроводниковых диодов в диапазоне СВЧ . . 399
оловьев Е. Г., Карлова Е. К. Штыревая замедляющая система для парамагнитного усилителя бегущей волны сантиметрового диапазона волн . . . 406
арлов Н. В., Пименов Ю. П., Прохоров А. М. Насыщение парамагнитных усилителей и время восстановления усиления . . . 410
арлов Н. В., Пименов Ю. П., Прохоров А. М. О чувствительности радиоприемных устройств с парамагнитными усилителями . . . 416
алачев П. Д., Саломонович А. Е. Радиотелескоп ФИАН СССР с 22-метровым параболическим рефлектором . . . 422
арачун А. М., Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е. Исследование некоторых электрических параметров антенны 22-метрового радиотелескопа ФИАН СССР . . . 430
искунов А. К., Муромцев В. И. О влиянии флуктуаций частоты сигнального генератора на чувствительность радиоспектроскопов с проходным и отражательным резонаторами . . . 437

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ерсиков М. В. Фильтр волны H_{02} в волноводе круглого сечения . . . 444
ерсиков М. В. О возбуждении волны H_{01} в волноводе круглого сечения . . 446

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

льбер С. И., Беспалов В. И. О диффузионном уравнении для статистически неоднородного волновода . . . 448
ерценштейн М. Е., Васильев В. Б. По поводу письма С. И. Альбера и В. И. Беспалова «О диффузионном уравнении для статистически неоднородного волновода» . . . 449

КРИТИКА И БИБЛИОГРАФИЯ

анцберг Г. С. Книги по радиотехнике и электронике в 1961 г . . . 451

ХРОНИКА

лександр Николаевич Щукин *(к шестидесятилетию со дня рождения)* . . . 479

Адрес редакции: Москва, К-9, Моховая, 11, Институт радиотехники и электроники АН СССР, редакция журнала «Радиотехника и электроника»

Технический редактор *Т. А. Аверкиева*

Т-00362 Подписано к печати 16/III 1961г. Печ. л. 11,3 Уч.-изд. л. 13,4
Формат бумаги 70×108¹/₁₆ Бум. л. 4,25 Зак. 1356 Тираж 5725 экз.

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1961 № 3

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ КИРХГОФА К ЗАДАЧЕ О РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕРОВНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

В. И. Аксенов

На основе принципа Гюйгенса — Кирхгофа и приближения геометрической оптики получены решения задачи о рассеянии электромагнитных волн ограниченным участком двойной синусоидальной (волнистость в двух направлениях) и пилообразной поверхностей с конечной проводимостью. Эти решения применимы для расчета рассеянного поля в дальней зоне.

Решение для пилообразной поверхности получено в конечном виде; для двойной синусоидальной поверхности оно имеет вид быстро сходящегося ряда.

Рассмотрены примеры расчета рассеяния волн на указанных поверхностях.

ВВЕДЕНИЕ

Из задач, относящихся к проблеме рассеяния электромагнитных волн на периодически неровных поверхностях, мало изучен круг вопросов, связанных с рассеянием на поверхностях, проводимость которых конечна.

Эффективным приближенным методом расчета поля, рассеянного периодически неровными поверхностями, является метод, основанный на применении принципа Гюйгенса — Кирхгофа и приближения геометрической оптики. Впервые для неровных идеально проводящих поверхностей он был применен Бреховских [1], а затем распространен на случай поверхностей с конечной проводимостью в работе [2].

В работе автора [3] в приближении Кирхгофа было получено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн ограниченным участком синусоидальной или трохоидальной поверхности (волнистой в одном направлении) с конечной проводимостью, которое позволяет вычислять рассеянное поле в дальней зоне. Примененный метод решения заключался в разложении периодической части подынтегрального выражения в формуле Кирхгофа в ряд Фурье с последующим почленным интегрированием. Ниже показано, что аналогичным методом можно приближенно решить более сложную трехмерную задачу о рассеянии волн двойной синусоидальной поверхностью с конечной проводимостью.

Вместе с тем применение способа, основанного на разложении подынтегрального выражения в ряд Фурье, не всегда целесообразно. На примере пилообразной поверхности показано, что в случае простой формы неровностей интеграл Кирхгофа, записанный с учетом приближения геометрической оптики, может быть вычислен в конечном виде.

1. ИСХОДНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ

В работе [3] автором были получены на основе приближения Кирхгофа выражения для поля в дальней зоне, рассеянного ограниченным участком периодически неровной поверхности с конечной проводимостью (см. [3], формулы (6), (8)). При этом предполагалось, что поверхность рассеяния является волнистой только в одном направлении.

В настоящей работе указанные выражения обобщены на случай периодически неровных поверхностей, волнистых в двух направлениях, уравнения которых заданы в виде $z = Z(x, y)$.

Считая, что волновой вектор падающей на поверхность плоской монохроматической волны и точка наблюдения P расположены в плоскости xz, в случае поверхностей с конечной проводимостью, волнистых в двух направлениях, для рассеянного поля в дальней зоне имеем следующие формулы.

а) Вертикальная поляризация (электрический вектор падающей волны лежит в плоскости xz):

$$\vec{E}(P) = j\frac{E_0}{\lambda}\frac{e^{-jkR}}{R}\int\limits_S \{(-\vec{i}\cos\alpha + \vec{k}\sin\alpha)[(1 + p\cos\theta)(-n_z\cos\alpha - n_x\sin\alpha + p) - pn_y^2(1 + \cos(\tau - \alpha))] - \vec{j}pn_y[n_x(\cos\tau + \cos\alpha) - n_z(\sin\tau + \sin\alpha) + p\sin(\tau - \alpha)]\} \times \frac{\cos\theta}{(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)}\exp\{jk[x(\sin\tau + \sin\alpha) + Z(x,y)(\cos\tau + \cos\alpha)]\}\,dS, \quad (1)$$

где τ и α — соответственно углы падения и рассеяния, отсчитываемые от оси z; $p = \sqrt{\mu^*/\varepsilon^*}$ (μ^* и ε^* — относительные комплексные магнитная и диэлектрическая проницаемости рассеивающей поверхности); n_x, n_y, n_z — составляющие единичного вектора $\vec{n}$ внутренней нормали к поверхности; $\cos\theta = -(\vec{n}\vec{k}_0)$ ($\vec{k}_0$ — единичный волновой вектор падающей волны).

б) Горизонтальная поляризация (электрический вектор перпендикулярен плоскости xz):

$$\vec{E}(P) = j\frac{E_0}{\lambda}\frac{e^{-jkR}}{R}\int\limits_S \{(-\vec{i}\cos\alpha + \vec{k}\sin\alpha)n_y[-\sin(\tau - \alpha) + p n_z(\sin\tau + \sin\alpha) - pn_x(\cos\tau + \cos\alpha)] - \vec{j}[(\cos\theta + p)(1 - pn_x\sin\alpha - pn_z\cos\alpha) - pn_y^2(1 + \cos(\tau - \alpha))]\} \times \frac{\cos\theta}{(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)}\exp\{jk[x(\sin\tau + \sin\alpha) + Z(x,y)(\cos\tau + \cos\alpha)]\}\,dS. \quad (2)$$

При выводе выражений (1), (2) были сделаны те же допущения, что и в [3]. В частности, предполагалось, что линейные размеры площадки рассеяния (которая выбрана в виде прямоугольника со сторонами d и l) много больше длины падающей волны λ и периодов неровностей, а магнитодиэлектрические параметры поверхности удовлетворяют неравенству $|\mu^*\varepsilon^*| \gg 1$.

2. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ДВОЙНОЙ СИНУСОИДАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Пусть двойная синусоидальная поверхность задана уравнением $Z(x, y) = -a\cos Kx\cos K'y$, где a — амплитуда волнистости; $K = 2\pi/\Lambda$; $K' = 2\pi/\Lambda'$.

Подставив в (1) составляющие нормали $\vec{n}$, после замены переменных $\xi = Kx$, $\eta = K'y$ в случае вертикальной поляризации получим

$$\vec{E}(P) = \frac{jE_0}{\lambda KK'}\frac{e^{-jkR}}{R}\int\limits_{-\frac{\pi d}{\Lambda}}^{\frac{\pi d}{\Lambda}}\int\limits_{-\frac{\pi l}{\Lambda'}}^{\frac{\pi l}{\Lambda'}} \{(-\vec{i}\cos\alpha + \vec{k}\sin\alpha)f_{1в}(\xi, \eta) + \vec{j}f_{2в}(\xi, \eta)\} \times \exp(j\beta\xi - j\gamma\cos\xi\cos\eta)\,d\xi\,d\eta, \quad (3)$$

где $\beta = \frac{\Lambda}{\lambda}(\sin\tau + \sin\alpha)$; $\gamma = ka(\cos\tau + \cos\alpha)$; $f_{1в}(\xi, \eta)$, $f_{2в}(\xi, \eta)$ — периодические функции от ξ, η, определяемые выражениями

$$f_{1в} = \frac{\{(1 + p\cos\theta)(-n_z\cos\alpha - n_x\sin\alpha + p) - pn_y^2[1 + \cos(\tau - \alpha)]\}\cos\theta}{n_z(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)};$$

$$f_{2в} = \frac{-pn_y[n_x(\cos\tau + \cos\alpha) - n_z(\sin\tau + \sin\alpha) + p\sin(\tau - \alpha)]\cos\theta}{n_z(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)}; \tag{4}$$

$$n_x = -n_z aK\sin\xi\cos\eta;$$

$$n_y = -n_z aK'\cos\xi\sin\eta;$$

$$n_z = \frac{1}{\sqrt{1 + (Ka\sin\xi\cos\eta)^2 + (K'a\cos\xi\sin\eta)^2}}.$$

Выражение вида (3) получим и для горизонтально поляризованной падающей волны. При этом функции $f_{1в}$, $f_{2в}$ в нем заменяются следующими:

$$f_{1г} = \frac{n_y[-\sin(\tau - \alpha) + pn_z(\sin\tau + \sin\alpha) - pn_x(\cos\tau + \cos\alpha)]\cos\theta}{n_z(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)},$$

$$f_{2г} = \frac{-\{(\cos\theta + p)(1 - pn_x\sin\alpha - pn_z\cos\alpha) - pn_y^2[1 + \cos(\tau - \alpha)]\}\cos\theta}{n_z(1 + p\cos\theta)(\cos\theta + p)}. \tag{5}$$

Из выражения (3) следует, что в общем случае поле в дальней зоне, рассеянное периодически неровной поверхностью, волнистой в двух направлениях и имеющей конечную проводимость, будет представлять собой эллиптически поляризованную волну, если падающая волна является линейно-поляризованной. Для определения указанного поля необходимо вычислить интегралы вида

$$I = \int_{-\frac{\pi d}{\Lambda}}^{\frac{\pi d}{\Lambda}} \int_{-\frac{\pi l}{\Lambda'}}^{\frac{\pi l}{\Lambda'}} f(\xi, \eta)\exp(j\beta\xi - j\gamma\cos\xi\cos\eta)\,d\xi\,d\eta, \tag{6}$$

где $f(\xi, \eta)$ — периодическая функция от ξ, η.

Для вычисления интеграла (6) разложим периодическую часть подынтегрального выражения в двойной ряд Фурье, после чего произведем почленное интегрирование, предварительно заменив пределы интегрирования на $\pm\pi D$ и $\pm\pi L$, где D и L — соответственно ближайшие целые числа к d/Λ и l/Λ' *.

Запишем разложение в двойной ряд Фурье для функции $e^{-j\gamma\cos\xi\cos\eta}$. Принимая во внимание тождество $\cos\xi\cos\eta = \frac{1}{2}[\cos(\xi + \eta) + \cos(\xi - \eta)]$ и известное разложение в ряд по бесселевым функциям для выражений вида $e^{-j\zeta\cos\varphi}$, получим

$$e^{-j\gamma\cos\xi\cos\eta} = \frac{1}{4}\sum_{k,l=0}^{\infty}\varepsilon_k\varepsilon_l(-j)^{k+l}J_k\left(\frac{\gamma}{2}\right)J_l\left(\frac{\gamma}{2}\right)[e^{j\xi(k+l)}e^{j\eta(l-k)} +$$
$$+ e^{j\xi(k-l)}e^{-j\eta(k+l)} + e^{j\xi(l-k)}e^{j\eta(k+l)} + e^{-j\xi(k+l)}e^{j\eta(k-l)}] \tag{7}$$
$$(\varepsilon_n = 1 \text{ при } n = 0, \quad \varepsilon_n = 2 \text{ при } n \neq 0).$$

* Относительно возможности такой замены см. [4] и [3].

Подставив в (6) вместо функций $f(\xi, \eta)$ и $e^{-j\gamma\cos\xi\cos\eta}$ их разложения в двойные ряды Фурье и выполнив интегрирование по ξ и η, для I будем иметь

$$I = \pi^2 LD \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \lambda_{m0} J_0^2\left(\frac{\gamma}{2}\right) \left[(C_{m0} + D_{m0}) \frac{\sin \pi D(\beta + m)}{\pi D(\beta + m)} + \right.\right.$$

$$\left. + (C^*_{m0} + D^*_{m0}) \frac{\sin \pi D(\beta - m)}{\pi D(\beta - m)} \right] +$$

$$+ \sum_{\substack{k,n=0 \\ (n \geqslant k;\ k \geqslant n)}}^{\infty} \lambda_{mn} \varepsilon_k \varepsilon_{|n-k|} \Delta_{kn} J_k\left(\frac{\gamma}{2}\right) J_{|n-k|}\left(\frac{\gamma}{2}\right) \times$$

$$\times \left[C_{mn} \frac{\sin \delta_{221}}{\delta_{221}} + D_{mn} \frac{\sin \delta_{212}}{\delta_{212}} + D^*_{mn} \frac{\sin \delta_{121}}{\delta_{121}} + C^*_{mn} \frac{\sin \delta_{112}}{\delta_{112}} \right] +$$

$$+ \sum_{k,n=0}^{\infty} \lambda_{mn} \varepsilon_k \varepsilon_{k+n} (-j)^{2k+n} J_k\left(\frac{\gamma}{2}\right) J_{n+k}\left(\frac{\gamma}{2}\right) \times$$

$$\left. \times \left[C_{mn} \frac{\sin \delta_{211}}{\delta_{211}} + D_{mn} \frac{\sin \delta_{222}}{\delta_{222}} + D^*_{mn} \frac{\sin \delta_{111}}{\delta_{111}} + C^*_{mn} \frac{\sin \delta_{122}}{\delta_{122}} \right] \right\} \qquad (8)$$

$$\left(\lambda_{00} = \frac{1}{4},\ \ \lambda_{m0} = \lambda_{0n} = \frac{1}{2} \text{ и } \lambda_{mn} = 1 \text{ при } m > 0,\ n > 0\right),$$

где C_{mn}, D_{mn} — коэффициенты Фурье функции $f(\xi, \eta)$:

$$C_{mn} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\xi, \eta)\, e^{-j(m\xi + n\eta)}\, d\xi\, d\eta;$$

$$D_{mn} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\xi, \eta)\, e^{-j(m\xi - n\eta)}\, d\xi\, d\eta;$$

C^*_{mn}, D^*_{mn} — комплексно-сопряженные величины относительно C_{mn}, D_{mn};

$$\delta_{pqr} = \pi D [\beta + m(-1)^p + 2k(-1)^q + n(-1)^r];$$

$$\Delta_{kn} = \begin{cases} (-j)^n & \text{при } n \geqslant k; \\ (-1)^{k-n} (-j)^n & \text{при } k \geqslant n. \end{cases}$$

Полученное решение позволяет вычислять амплитуду волны, рассеянной двойной синусоидальной поверхностью с конечной проводимостью.

При сделанном выше предположении о том, что волновой вектор падающей волны и точка наблюдения расположены в плоскости xz, направления максимумов лепестков рассеяния определяются значениями $\beta = N$ ($N = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$). При этом в (8) отличными от нуля будут только те члены рядов, для которых $\delta_{pqr} = 0$.

Так как ряды (8) в случае двойной синусоидальной поверхности сходятся достаточно быстро, то амплитуда рассеянной волны в максимуме каждого лепестка может быть определена суммированием небольшого числа отличных от нуля членов.

Большой интерес для практики представляет случай зеркального отражения ($\beta = 0$). При $\beta = 0$ формула (8) значительно упрощается и становится более удобной для расчетов:

$$I_{\beta=0} = I_0 = \pi^2 LD \left\{ J_0^2\left(\frac{\gamma}{2}\right) \frac{a_{00}}{2} + \right.$$

$$+ \sum_{m,\ s=0}^{\infty} \lambda_{m,\ m+2s} \varepsilon_s \varepsilon_{m+s} (-j)^{m+2s} J_s\left(\frac{\gamma}{2}\right) J_{m+s}\left(\frac{\gamma}{2}\right) a_{m,\ m+2s} +$$

$$\left. + \sum_{\substack{m,\ s=0 \\ (m \geqslant 2s)}}^{\infty} \lambda_{m,\ m-2s} \varepsilon_s \varepsilon_{m-s} (-j)^m J_s\left(\frac{\gamma}{2}\right) J_{m-s}\left(\frac{\gamma}{2}\right) a_{m,\ m-2s} \right\}, \qquad (9)$$

где a_{mn} — коэффициент Фурье, равный

$$a_{mn} = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\pi}^{+\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(\xi, \eta) \cos m\xi \cos n\eta \, d\xi \, d\eta.$$

Полученное решение дает возможность осуществить предельный переход к случаю идеально проводящей поверхности ($p = 0$).

При $p = 0$ соответствующие коэффициенты Фурье будут равны (см. (4) и (5)):

для функции $f_{1в}$ $C_{00} = D_{00} = -\cos\alpha$, $C_{11} = D_{11} = -jaK \sin\alpha$; (10)

для функции $f_{1г}$ $C_{11} = D_{11} = -jaK' \sin(\tau - \alpha)$;

для функции $f_{2г}$ $C_{00} = D_{00} = -\cos\tau$, $C_{11} = D_{11} = -jaK \sin\tau$ (11)

(все остальные коэффициенты Фурье обращаются в нуль).

После подстановки (10) и (11) в (8), на основании (3) для электрического поля в дальней зоне, рассеянного идеально проводящей двойной синусоидальной поверхностью, получим:

в случае вертикальной поляризации

$$\vec{E}(P) = j \frac{2\pi^2 LDE_0}{\lambda KK'} \frac{e^{-jkR}}{R} \left\{ (-\vec{i}\cos\alpha + \vec{k}\sin\alpha) \left[-\cos\alpha \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k (-1)^k J_k^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right) \times \right.\right.$$

$$\left.\left. \times \left(\frac{\sin\delta_2}{\delta_2} + \frac{\sin\delta_1}{\delta_1}\right) + \frac{aK\sin\alpha}{\gamma} \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k (-1)^k J_k^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right) 2k \left(\frac{\sin\delta_2}{\delta_2} - \frac{\sin\delta_1}{\delta_1}\right) \right] \right\}, \quad (12)$$

где

$$\delta_q = \pi D [\beta + 2k(-1)^q];$$

в случае горизонтальной поляризации

$$\vec{E}(P) = j \frac{2\pi^2 LDE_0}{\lambda KK'} \frac{e^{-jkR}}{R} \left\{ (-\vec{i}\cos\alpha + \vec{k}\sin\alpha) \frac{aK'\sin(\tau - \alpha)}{\gamma} \times \right.$$

$$\times \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k (-1)^k J_k^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right) 2k \left(\frac{\sin\delta_2}{\delta_2} - \frac{\sin\delta_1}{\delta_1}\right) -$$

$$- \vec{j} \left[-\cos\tau \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k (-1)^k J_k^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right) \left(\frac{\sin\delta_2}{\delta_2} + \frac{\sin\delta_1}{\delta_1}\right) + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{aK\sin\tau}{\gamma} \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k (-1)^k J_k^2 \left(\frac{\gamma}{2}\right) 2k \left(\frac{\sin\delta_2}{\delta_2} - \frac{\sin\delta_1}{\delta_1}\right) \right] \right\}. \quad (13)$$

Положив в выражениях (12) и (13) $\tau = \alpha$, получим в качестве частного случая формулу для обратного рассеяния электромагнитных волн, приведенную в [4].

3. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПИЛООБРАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Рассмотрим рассеяние электромагнитных волн ограниченным участком пилообразной поверхности, которая задана уравнением (рис. 1)

$$z = \pm 4a \left[\frac{x}{\Lambda} - \left(n \mp \frac{1}{4} \right) \right],$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

[верхний знак берется на участках $\left(n - \frac{1}{2}\right)\Lambda \leqslant x \leqslant n\Lambda$; нижний знак — на участках $n\Lambda \leqslant x \leqslant \left(n + \frac{1}{2}\right)\Lambda$].

Из рис. 1 следует, что

$$n_z = \cos\varkappa = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{4a}{\Lambda}\right)^2}}, \quad n_x = \mp\frac{4a}{\Lambda}\cos\varkappa, \quad n_y = 0,$$

$$\theta = \tau \pm \varkappa, \qquad dS = \frac{dx\,dy}{\cos\varkappa}. \tag{14}$$

Вычисление интегралов (которые мы обозначим через I) в выражениях (1) и (2) в рассматриваемом случае выполним следующим образом: проведем интегрирование на участках, соответствующих отдельным граням (полупериодам) поверхности, а затем просуммируем полученные результаты.

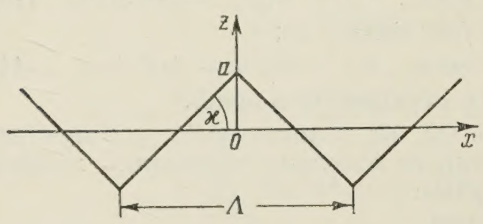


Рис. 1

Предположим, что на длине d участка пилообразной поверхности укладывается целое число D периодов (для определенности будем считать D четным). Тогда, подставляя (14) в (1) и выполняя интегрирование, после алгебраических преобразований для случая вертикальной поляризации получим

$$I = \frac{-jl\Lambda}{2\pi\cos x}\frac{\sin\pi\beta D}{\sin\pi\beta}\left\{\frac{\cos(\tau-\varkappa)\,[p-\cos(\alpha-\varkappa)]}{[p+\cos(\tau-\varkappa)]\left(\beta-\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\left(e^{-j\gamma}-e^{j\gamma}e^{-j\pi\beta}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{\cos(\tau+\varkappa)\,[p-\cos(\alpha+\varkappa)]}{[p+\cos(\tau+\varkappa)]\left(\beta+\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\left(e^{j\gamma}e^{j\pi\beta}-e^{-j\gamma}\right)\right\}. \tag{15}$$

Амплитуды рассеянных волн в максимумах лепестков $I_{\beta=N}=I_N$ ($N=0,\pm1,\pm2,\ldots$) будут равны

$$I_N = \frac{lD\Lambda(-1)^{N(D-1)}j^N}{\pi\cos\varkappa}\sin\left(\gamma+\frac{N\pi}{2}\right)\times$$

$$\times\left\{\frac{\cos(\tau+\varkappa)\,[p-\cos(\alpha+\varkappa)]}{[p+\cos(\tau+\varkappa)]\left(N+\frac{2\gamma}{\pi}\right)}-\frac{\cos(\tau-\varkappa)\,[p-\cos(\alpha-\varkappa)]}{[p+\cos(\tau-\varkappa)]\left(N-\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\right\}. \tag{16}$$

Аналогично, в случае горизонтально поляризованной волны имеем

$$I = \frac{-jl\Lambda}{2\pi\cos\varkappa}\frac{\sin\pi\beta D}{\sin\pi\beta}\left\{\frac{\cos(\tau-\varkappa)\,[1-p\cos(\alpha-\varkappa)]}{[1+p\cos(\tau-\varkappa)]\left(\beta-\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\left(e^{-j\gamma}-e^{j\gamma}e^{-j\pi\beta}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{\cos(\tau+\varkappa)\,[1-p\cos(\alpha+\varkappa)]}{[1+p\cos(\tau+\varkappa)]\left(\beta+\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\left(e^{j\gamma}e^{j\pi\beta}-e^{-j\gamma}\right)\right\}. \tag{17}$$

При $\beta=N$ (N — целое)

$$I_N = \frac{lD\Lambda(-1)^{N(D-1)}j^N}{\pi\cos\varkappa}\sin\left(\gamma+\frac{N\pi}{2}\right)\times$$

$$\times\left\{\frac{\cos(\tau+\varkappa)\,[1-p\cos(\alpha+\varkappa)]}{[1+p\cos(\tau+\varkappa)]\left(N+\frac{2\gamma}{\pi}\right)}-\frac{\cos(\tau-\varkappa)\,[1-p\cos(\alpha-\varkappa)]}{[1+p\cos(\tau-\varkappa)]\left(N-\frac{2\gamma}{\pi}\right)}\right\}. \tag{18}$$

Положив в (16) и (18) $p=0$, получим формулу для амплитуды волны в максимуме N-го лепестка, рассеянной идеально проводящей поверхностью,

$$I_N = \pm\frac{lD\Lambda(-1)^{N(D-1)}j^N ka}{\left|\left(\frac{N\pi}{2}\right)^2-\gamma^2\right|}[1+\cos(\tau-\alpha)]\sin\left(\frac{N\pi}{2}+\gamma\right) \tag{19}$$

верхний знак относится к случаю вертикальной поляризации, нижний — к случаю горизонтальной поляризации). Формула, совпадающая с (19) с точностью до постоянного множителя, была ранее приведена Брехов-ских в работе [1].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим пример расчета для пилообразной поверхности, который был выполнен для случая, когда $\tau = 0$, а параметры поверхности характеризовались следующими величинами: $\Lambda/a = 10$, $\Lambda/\lambda = 3{,}75$, $p = 0{,}2 + j0{,}05$. Полученные расчетным путем абсолютные величины амплитуд лепестков рассеяния $|I_N|$ представлены в табл. 1*. В этой же таблице приведены величины $|I_N|_{\sigma=\infty}$, вычисленные для идеально проводящей поверхности с теми же значениями параметров a и Λ, а также отношения $|I_N|/|I_N|_{\sigma=\infty}$.

Таблица 1

	Вектор $\vec{E}$ падающей волны перпендикулярен образующим поверхности				Вектор $\vec{E}$ падающей волны параллелен образующим поверхности			
	Порядок спектра рассеяния							
	0	1	2	3	0	1	2	3
$\lvert I_N \rvert$	0,137	0,0130	0,291	0,247	0,146	0,0138	0,310	0,263
$\lvert I_N \rvert_{\sigma=\infty}$	0,212	0,0201	0,450	0,382	0,212	0,0201	0,450	0,382
$\lvert I_N \rvert / \lvert I_N \rvert_{\sigma=\infty}$	0,646	0,646	0,646	0,646	0,688	0,688	0,688	0,688
Результаты расчета $\lvert r \rvert$ по формулам (20) и (21) при $\theta = \frac{1}{2}\lvert\tau - \alpha_N\rvert$	0,668	0,665	0,656	0,635	0,668	0,670	0,678	0,697

Как уже указывал автор ранее [3], при выполнении условий применимости метода, основанного на приближении Кирхгофа, можно ожидать, что указанные отношения будут близки к абсолютной величине соответствующего коэффициента отражения от плоской полупроводящей поверхности (с тем же p), значения которого определяются общеизвестными формулами

$$r_{\parallel} \simeq \frac{\cos\theta - p}{\cos\theta + p} \quad \text{(вертикальная поляризация)}, \tag{20}$$

$$r_{\perp} \simeq \frac{p\cos\theta - 1}{p\cos\theta + 1} \quad \text{(горизонтальная поляризация)}. \tag{21}$$

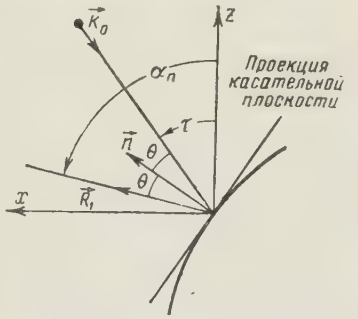


Рис. 2

По формулам (20), (21) (которые записаны для случая, когда $|\mu^*\varepsilon^*| \gg 1$) были вычислены значения модуля коэффициента отражения от плоской поверхности с параметром $p = 0{,}2 + j\,0{,}05$, причем в этих формулах под θ понималась величина угла между векторами $\vec{n}$ и $\vec{k}_0$, соответствующая предположению о том, что направление распространения рассеянной волны совпадает с направлением зеркального отражения от определенных участков неровной поверхности.

Как видно из рис. 2, в этом случае $\theta = \frac{1}{2}|\tau - \alpha_N|$, где α_N — угол рассеяния, соответствующий максимуму N-го лепестка.

* При проведении всех расчетов множители, связанные с размерами рассеивающей площадки, опускались.

Таблица 2

Λ/λ	1,875	1,250	0,9375	0,750
$\lvert I_0 \rvert$	0,321	0,500	0,576	0,615
$\lvert I_0 \rvert_{\sigma=\infty}$	0,465	0,726	0,837	0,893
$\lvert I_0 \rvert / \lvert I_0 \rvert_{\sigma=\infty}$	0,690	0,689	0,688	0,688
Результаты расчета $\lvert r \rvert$ по формуле (20) при $\theta = 0$	0,668	0,668	0,668	0,668

Результаты расчетов, приведенные в табл. 1, показывают, что отношение $\lvert I_\Lambda \rvert / \lvert I_N \rvert_{\sigma=\infty}$ мало отличается от модуля соответствующего коэффициента отражения.

Этот вывод подтверждают также расчеты, выполненные для двойной синусоидальной поверхности, которые проводились по формуле (9) для случая $\tau = a = 0$ и следующих параметров поверхности: $\Lambda = \Lambda'$, $\Lambda/a = 10$, $p = 0{,}2 + j\,0{,}05$ (см. табл. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученное в работе приближенное решение задачи о рассеянии электромагнитных волн двойной синусоидальной поверхностью с конечной проводимостью и выполненные для этой поверхности расчеты наглядно показывают относительную простоту и эффективность метода, основанного на применении принципа Гюйгенса — Кирхгофа и приближения геометрической оптики. При этом установлено, что в общем случае периодически неровной поверхности, волнистой в двух направлениях и имеющей конечную проводимость, рассеянное поле в дальней зоне будет представлять собой эллиптически поляризованную волну, если падающая волна является линейно поляризованной.

Для аналогичной идеально проводящей поверхности поляризация рассеянной волны не во всех случаях изменится.

Примененный в работе способ вычисления интеграла Кирхгофа при помощи разложения Фурье может быть использован для решения и других задач о рассеянии электромагнитных волн на двояко-периодических поверхностях (проводимость которых конечна) с неровностями сложной формы. Таким способом, например, можно получить решение для двойной трохоидальной поверхности с конечной проводимостью.

Метод, предложенный для вычисления интеграла Кирхгофа в случае пилообразной поверхности, может быть применен для решения аналогичной трехмерной задачи о рассеянии электромагнитных волн поверхностью с пирамидообразными неровностями.

Показанная в работе возможность применения формул (20), (21) для вычисления отношения $\lvert I_N \rvert / I_N \rvert_{\sigma=\infty}$ дает простой способ определения амплитуд волн, рассеянных периодически неровной поверхностью с конечной проводимостью, на основе решения, найденного для аналогичной по форме идеально проводящей поверхности.

Автор выражает признательность Л. А. Жекулину, по инициативе которого было выполнено решение задачи о рассеянии волн двойной синусоидальной поверхностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских, Дифракция волн на неровной поверхности, ЖЭТФ, 1952, 23, 3 (9), 275—304.
2. Ю. П. Лысанов, К вопросу о рассеянии электромагнитных волн на неровной поверхности, Докл. АН СССР, 1952, 87, 5, 719.
3. В. И. Аксенов, О рассеянии электромагнитных волн на синусоидальных и трохоидальных поверхностях с конечной проводимостью, Радиотехника и электроника, 1958, 3, 4, 459.
4. W. C. Hoffman, Back-scatter from perfectly conducting doubly-trochoidal and doubly-sinusoidal surfaces, IRE Trans. Antennas and Propagat., 1955, AP-3, 3, 96.

Поступила в редакцию
7 VII 1960

1961 № 3

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХЭЛЕМЕНТНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

Г. А. Карпеев

Приведена теоретическая оценка флуктуаций на выходе двухэлементного интерферометра, нагруженного на квадратичный детектор. Исследована зависимость характера флуктуаций выходного сигнала от пространственных корреляционных свойств амплитудно-фазовых флуктуаций поля, а также регулярных его характеристик.

1. ВЫВОД ОБЩИХ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ОЖИДАНИЯ ВЫХОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ КВАДРАТИЧНОГО ДЕТЕКТОРА

Пусть в каждой точке P некоторой области пространства V задано поле

$$\vec{\mathscr{E}}(P,\ t) = \vec{E}'(P,\ t)\, e^{i\varphi'(P,\ t)}.$$

Напряжение в точке C фидерной системы интерферометра (рис. 1) будет равно

$$\vec{\mathscr{E}}_C(\vec{r},\ t) = G_1(t)\,\vec{\mathscr{E}}(P_1,\ t) + G_2(t)\,\vec{\mathscr{E}}(P_2,\ t) = \\ = E(P_1,\ t)\, e^{i\varphi(P_1,\ t)} + E(P_2,\ t)\, e^{i\varphi(P_2,\ t)}.$$

Здесь $G_1(t)$ и $G_2(t)$ — выигрыши приемных элементов, являющиеся функциями времени и зависящие от характера временны́х флуктуаций фазы волны в раскрыве приемных элементов; $\varphi(P,\ t) = \widetilde{\varphi'(P,\ t)} + \varphi_P$, где $\widetilde{\varphi'(P,\ t)}$ — некоторое среднее значение фазы поля в раскрыве приемных элементов; φ_P — регулярный сдвиг фаз при передаче сигнала из точки P в точку C фидерной системы. Размеры приемных элементов в дальнейшем будем считать достаточ-

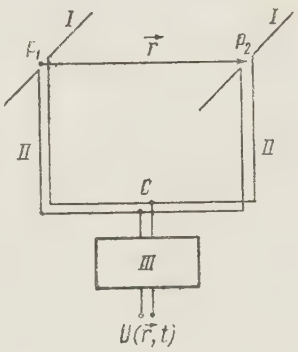


Рис. 1. Двухэлементный интерферометр:
I — приемные элементы; *II* — фидерная система; *III* — квадратичный детектор

но малыми по сравнению с расстоянием существенной корреляции амплитудно-фазовых флуктуаций поля. Исследуем амплитуду (1)

$$U(\vec{r},\ t) = \alpha\{\vec{\mathscr{E}}_C(\vec{r},\ t)\,\vec{\mathscr{E}}^{*}_C(\vec{r},\ t)\} = \alpha\{\beta^2(\vec{r},\ t) + \gamma^2(\vec{r},\ t)[e^{i\Phi(\vec{r},\ t)} + e^{-i\Phi(\vec{r},\ t)}]\}$$

выходного напряжения квадратичного детектора, подключенного в точке C фидерной системы. Для сокращения записи мы ввели обозначения

$$\beta^2(\vec{r},\ t) = E^2(P_1, t) + E^2(P_2, t),$$

$$\gamma^2(\vec{r},\ t) = E(P_1,\ t)\,E(P_2, t),$$

$$\Phi(\vec{r},\ t) = \varphi(P_1,\ t) - \varphi(P_2,\ t);$$

радиус-вектор $\vec{r}$ по модулю равен расстоянию между точками P_1 и P_2 и направлен от P_1 к P_2.

Считая $E(P, t)$ и $\varphi(P\ t)$ в заданной области пространства V случайными функциями пространства и времени, такими, что

$$E(P, t) = E_0(P) + E_1(P, t), \quad \varphi(P, t) = \varphi_0(P) + \varphi_1(P, t),$$

где $E_0(P) = \overline{E(P, t)}$; $\varphi_0(P) = \overline{\varphi(P, t)}$ (черта сверху означает статистическое усреднение); $E_1(P, t)$ и $\varphi_1(P, t)$ являются независимыми случайными функциями, стационарными во времени, получим

$$U_0(\vec{r}) = \overline{U(\vec{r}, t)} = \alpha\{\beta^2(\vec{r}) + \gamma^2(\vec{r})[\overline{e^{i\Phi(\vec{r}, t)}} + \overline{e^{-i\Phi(\vec{r}, t)}}]\}. \tag{2}$$

Здесь $$\beta^2(\vec{r}) = \overline{\beta^2(\vec{r}, t)}; \quad \gamma^2(\vec{r}) = \overline{\gamma^2(\vec{r}, t)}.$$

Известно [1], что если $f(X)$ есть распределение вероятностей случайной величины x, то его характеристическая функция определяется равенством

$$g(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\xi X} f(X)\, dX \tag{3}$$

и обратно

$$f(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\xi X} g(\xi)\, d\xi. \tag{4}$$

Но

$$\overline{e^{i\Phi(\vec{r}, t)}} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Phi} f(\Phi, \vec{r})\, d\Phi$$

и согласно (4) примет вид

$$\overline{e^{i\Phi(\vec{r}, t)}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Phi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\xi\Phi} g_\Phi(\xi, \vec{r})\, d\xi d\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} g_\Phi(\xi, \vec{r}) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\xi-1)\Phi}\, d\Phi d\xi.$$

Так как [1]

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iX\Phi} d\Phi = \delta(X) = \begin{cases} 0 \text{ при } X \neq 0, \\ \infty \text{ при } X = 0, \end{cases}$$

то

$$\overline{e^{i\Phi(\vec{r}, t)}} = \int_{-\infty}^{\infty} g_\Phi(\xi, \vec{r})\, \delta(\xi - 1)\, d\xi = g_\Phi(1, \vec{r}).$$

Аналогично

$$\overline{e^{-i\Phi(\vec{r}, t)}} = \int_{-\infty}^{\infty} g_\Phi(\xi, \vec{r})\, \delta(\xi + 1)\, d\xi = g_\Phi(-1, \vec{r}) = g^*_\Phi(1, \vec{r}),$$

где $g^*_\Phi(1, \vec{r})$ является величиной, комплексно-сопряженной $g_\Phi(1, \vec{r})$. Таким образом, среднее значение выходного сигнала квадратичного детектора имеет вид

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta^2(\vec{r}) + \gamma^2(\vec{r})[g_\Phi(1, \vec{r}) + g^*_\Phi(1, \vec{r})]\}. \tag{5}$$

Характеристические функции $g_\Phi(1, \vec{r})$ и $g^*_\Phi(1, \vec{r})$ можно выразить через характеристические функции распределения $f(\varphi_1, \varphi_2)$ двухмерного случайного вектора $[\varphi(P_1, t), \varphi(P_2, t)]$. Действительно

$$g_\Phi(\xi, \vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\xi\varphi_1} e^{-i\xi\varphi_2} f(\varphi_1, \varphi_2, \vec{r})\, d\varphi_1 d\varphi_2 =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} g_\varphi(\xi_1, \xi_2, \vec{r})\, d\xi_1 d\xi_2 \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\xi_1-\xi)\varphi_1} e^{-(\xi_2+\xi)\varphi_2} d\varphi_1 d\varphi_2 =$$

$$= g_\varphi(\xi, -\xi, \vec{r}).$$

Аналогично

$$g^*_\Phi(\xi, \vec{r}) = g_\varphi(-\xi, \xi, \vec{r}).$$

Подстановка этих выражений в (5) дает

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta^2(\vec{r}) + \gamma^2(\vec{r})[g_\varphi(1, -1, \vec{r}) + g_\varphi(-1, 1, \vec{r})]\}. \qquad (6)$$

Так как по определению

$$\varphi(P, t) = \varphi_0(P) + \varphi_1(P, t) \text{ и } \overline{\varphi_1(P, t)} \equiv 0,$$

то, используя известное свойство характеристических функций [1], получим

$$g_\Phi(\xi, \vec{r}) = e^{i\Phi_0(\vec{r})} g_{\Phi_1}(\xi, \vec{r}),$$

что после подстановки в (5) и (6) дает

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta^2(\vec{r}) + \gamma^2(\vec{r})[e^{i\Phi_0(\vec{r})} g_{\Phi_1}(1, \vec{r}) + e^{-i\Phi_0(\vec{r})} g^*_{\Phi_1}(1, \vec{r})]\} \qquad (7)$$

или

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta^2(\vec{r}) + \gamma^2(\vec{r})[e^{i\Phi_0(\vec{r})} g_{\varphi_1}(1, -1, \vec{r}) + e^{-i\Phi_0(\vec{r})} g_{\varphi_1}(-1, 1, \vec{r})]\}, \qquad (8)$$

где $\Phi_0(\vec{r}) = \overline{\Phi(\vec{r}, t)} = \varphi_0(P_1) - \varphi_0(P_2)$.

Так, при нормальном законе распределения $\varphi(P, t)$

$$g_\Phi(\xi, \vec{r}) = e^{i\xi\Phi_0(\vec{r})} e^{-\frac{\sigma^2_\Phi(\vec{r})}{2}\xi^2},$$

$$g_{\varphi_1}(\xi_1, \xi_2, \vec{r}) = \exp\left\{-\frac{1}{2}[\sigma^2_\varphi(P_1)\xi_1^2 + 2\sigma_\varphi(P_1)\sigma_\varphi(P_2)\rho_\varphi(\vec{r})\xi_1\xi_2 + \right.$$

$$\left. + \sigma^2_\varphi(P_2)\xi_2^2]\right\}, \qquad (9)$$

где $\sigma^2_\Phi(\vec{r}) = \sigma^2_\varphi(P_1) - 2\sigma_\varphi(P_1)\sigma_\varphi(P_2)\rho_\varphi(\vec{r}) + \sigma^2_\varphi(P_2)$;

$\sigma^2_\varphi(P)$ является дисперсией флуктуаций фазы поля в точке P; $\rho_\varphi(\vec{r})$ — пространственный коэффициент корреляции флуктуаций фазы.

Таким образом, для нормального закона распределения выражение для $U_0(\vec{r})$ согласно (7) — (9) примет вид

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\left\{\beta^2(\vec{r}) + 2\gamma^2(\vec{r})\cos\Phi_0(\vec{r})\, e^{-\frac{\sigma^2_\Phi(\vec{r})}{2}}\right\}. \qquad (10)$$

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ $U_0(\vec{r})$ ОТ $\vec{r}$

Не определяя механизма возникновения флуктуаций поля, которые могут быть связаны с теми или иными закономерностями в источнике поля или пространстве, проведем более детальный анализ полученных выше выражений.

Даже для простейшего случая, когда флуктуации амплитуды и фазы поля статистически независимы, а флуктуации фазы подчиняются нормальному закону распределения вероятностей, $U_0(\vec{r})$, как это видно из (10), является достаточно сложной функцией пространства и зависит не только от расстояния между приемными элементами, но и от их положения в пространстве.

Для выяснения характера зависимости $U_0(\vec{r})$ от $\vec{r}$ рассмотрим несколько частных случаев, могущих представлять практический интерес.

1. $\beta^2(\vec{r}) = \beta_0^2$.

Наиболее просто это условие реализуется, когда

$$E_0^2(P_1) = E_0^2(P_2) = E_0^2,\ \sigma_E^2(P_1) = \sigma_E^2(P_2) = \sigma_E^2,$$

где $\sigma_E^2(P) = \overline{E_1^2(P,\ t)}$. При этом $\beta_0^2 = 2[E_0^2 + \sigma_E^2]$ и для $U_0(\vec{r})$ из (10) получим

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\left[\beta_0^2 + 2\gamma^2(\vec{r})\cos\Phi_0(\vec{r})\, e^{-\frac{\sigma_\Phi^2(\vec{r})}{2}}\right], \qquad (11)$$

что при подстановке $\gamma^2(\vec{r}) = E_0^2 + \sigma_E^2\rho_E(\vec{r})$ и предположении $\sigma_\varphi^2(P_1) = \sigma_\varphi^2(P_2) = \sigma_\varphi^2$ примет вид

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\left\{\beta_0^2 + 2[E_0^2 + \sigma_E^2\rho_E(\vec{r})]\cos\Phi_0(\vec{r})\, e^{-\sigma^2\varphi[1-\rho_\varphi(\vec{r})]}\right\}. \qquad (12)$$

Из (12) видно, что $U_0(\vec{r})$ зависит как от статистических характеристик флуктуаций амплитуды и фазы поля (дисперсии и пространственных коэффициентов корреляции $\rho_E(\vec{r})$ и $\rho_\varphi(\vec{r})$), так и от регулярных его характеристик, таких, как среднее значение амплитуды поля E_0 и средняя разность фаз $\Phi_0(\vec{r})$.

Предположим, что $\sigma_\Phi^2(\vec{r}) = 0$, что соответствует или отсутствию флуктуаций фазы ($\sigma_\varphi^2 = 0$), или тому факту, что в данной области пространства $\rho_\varphi(\vec{r}) \equiv 1$.

В этом случае средний уровень выходного сигнала испытывает регулярные пространственные вариации в зависимости от регулярной разности фаз $\Phi_0(\vec{r})$ и зависит от средней мощности флуктуаций амплитуды поля и ее пространственных корреляционных свойств:

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta_0^2 + 2[E_0^2 + \sigma_E^2\rho_E(\vec{r})]\cos\Phi_0(\vec{r})\}.$$

Так, на поверхности S — такой, что $\Phi_0(\vec{r})|_S = (2m+1)\pi$ $(m = 0, 1, 2, 3, \ldots)$,

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\{\beta_0^2 - 2[E_0^2 + \sigma_E^2\rho_E(\vec{r})]\} = 2\alpha\sigma_E^2[1 - \rho_E(\vec{r})]$$

и изменяется от

$$U_0(\vec{r})_{\text{мин}} = 0 \qquad \text{при } \vec{r} = 0$$

до $$U_0(\vec{r})_{\text{макс}} = 2\alpha\sigma_E^2[1-\rho_E(\infty)] = 2\alpha\sigma_E^2$$

при $\lim\limits_{|\vec{r}|\to\infty} \rho_E(\vec{r}) = 0$

в соответствии с характером изменения $\rho_E(\vec{r})$ на S.

С другой стороны, при $\Phi_0(\vec{r})|_S = 2m\pi$ $U_0(\vec{r})$ изменяется от

$$U_0(\vec{r})_{\text{макс}} = 2\alpha\{2E_0^2 + \sigma_E^2[1+\rho_E(\vec{r})]\} = 4\alpha[E_0^2+\sigma_E^2]$$

при $\vec{r}=0$ до

$$U_0(\vec{r})_{\text{мин}} = 2\alpha\{2E_0^2 + \sigma_E^2[1+\rho_E(\infty)]\} = 2\alpha\{2E_0^2+\sigma_E^2\}$$

при $\lim\limits_{|\vec{r}|\to\infty} \rho_E(\vec{r}) = 0.$

При $\Phi_0(\vec{r})|_S = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ $U_0(\vec{r})$ не изменяется в пространстве и

$$U_0(\vec{r}) = \alpha\beta_0^2 = 2\alpha[E_0^2+\sigma_E^2].$$

Все промежуточные случаи

$$(2m-1)\pi \leqslant \Phi_0(\vec{r}) \leqslant (2m+1)\pi$$

будут лежать между предельными кривыми (рис. 2), соответствующими $\Phi_0(\vec{r}) = 2m\pi$ и $\Phi_0(\vec{r}) = (2m+1)\pi$.

Наконец, вдоль кривой L, на которой $\Phi_0(\vec{r}) = \Phi(L)$ есть функция точки этой кривой, уровень $U_0(\vec{r})$ будет осциллировать, имея вид, изображенный, например, на рис. 2, где за параметр на кривой L взято расстояние $|\vec{r}| = |\vec{r}(P_1, P_2)|$, а разность сдвига фаз в фидерной системе положена равной нулю.

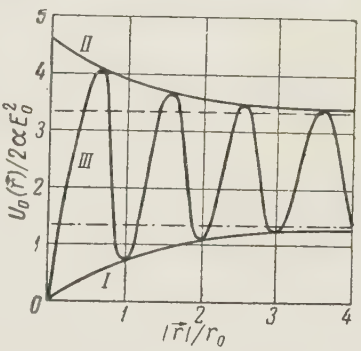


Рис. 2. График зависимости $U_0(\vec{r})$ от $\vec{r}$:

I — при $\Phi_0(\vec{r}) = (2m+1)\pi$; *II* — при $\Phi_0(\vec{r}) = 2m\pi$; *III* — при $\Phi_0(\vec{r}) = \Phi(L)$; штрих-пунктир — $y = \sigma_E^2/E_0^2$; штриховая линия — $y = \dfrac{\sigma_E^2}{E_0^2} + 2$, $\rho_E(r_0) = 0{,}5$

2. $\sigma_\Phi^2(\vec{r}) \gg 1$.

В этом случае вторым членом в (10) можно пренебречь по сравнению с первым, и

$$U_0(\vec{r}) \simeq \alpha\beta^2(\vec{r}),$$

откуда видно, что $U_0(\vec{r})$ не зависит от регулярной разности фаз и пространственных корреляционных свойств флуктуаций амплитуды и фазы поля.

Этот же результат можно получить непосредственно из (5) в предположении равномерного закона распределения флуктуаций разности фаз

$$f(\Phi)\,d\Phi = \frac{d\Phi}{2\pi}.$$

Таким образом, условие $\sigma^2_{\Phi}(\vec{r}) \gg 1$ в нормальном законе распределения эквивалентно равномерному распределению разности фаз исследуемого поля на интервале $(0, 2\pi)$.

3. Выше мы рассмотрели зависимость $U_0(\vec{r})$ от $\vec{r}$, делая некоторые предположения о характере флуктуаций фазы волны. Предположим теперь, что флуктуации поля таковы, что

$$\sigma^2_E / E_0^2 \ll 1.$$

Пренебрегая в (10) членами порядка σ^2_E/E_0^2 по сравнению с единицей, получим

$$U_0(\vec{r}) \simeq 2\alpha E_0^2 \left\{1 + \cos\Phi_0(\vec{r})\, e^{-\frac{\sigma^2_{\Phi}(\vec{r})}{2}}\right\}.$$

Анализ зависимости этого выражения от $\vec{r}$ аналогичен приведенному выше и показывает, что при $\Phi_0(\vec{r}) = 2m\pi$ $U_0(\vec{r})$ изменяется от

$$U_0(\vec{r})_{\text{макс}} = 4\alpha E_0^2$$

при $\vec{r} = 0$ до

$$U_0(\vec{r})_{\text{мин}} = 2\alpha E_0^2\left[1 + e^{-\frac{\sigma^2_{\Phi}(\infty)}{2}}\right] = 2\alpha E_0^2\left[1 + e^{-\sigma^2_{\varphi}}\right]$$

при $\lim\limits_{|\vec{r}|\to\infty} \rho_{\varphi}(\vec{r}) = 0$.

При $\Phi_0(\vec{r}) = (2m+1)\pi$ $U_0(\vec{r})$ имеет вид

$$U_0(\vec{r}) = 2\alpha E_0^2\left[1 - e^{-\frac{\sigma^2_{\Phi}(\vec{r})}{2}}\right]$$

и изменяется от

$$U_0(\vec{r})_{\text{мин}} = 0$$

при $\vec{r} = 0$ до

$$U_0(\vec{r})_{\text{макс}} = 2\alpha E_0^2\left[1 - e^{-\sigma^2_{\varphi}}\right]$$

при $|\vec{r}| \to \infty$.

При движении вдоль пространственной кривой L — такой, что $\Phi_0(\vec{r}) = \Phi(L)$, $U_0(\vec{r})$, как и на рис. 2, будет испытывать осцилляции, но с огибающей, определяемой характером пространственных корреляционных свойств флуктуаций фазы в исследуемом процессе.

В общем же случае, когда в (5) [или (10)] существенно влияние как амплитудных, так и фазовых флуктуаций поля, $U_0(\vec{r})$ будет испытывать пространственные осцилляции, зависящие от пространственных характеристик амплитудно-фазовых флуктуаций поля, а также от регулярной разности фаз.

Пространственная периодика $U_0(\vec{r})$ будет определяться характером изменения $\cos\Phi_0(\vec{r})$ вдоль той кривой L, которая выбрана в качестве базы приемных элементов, что определяется не только геометрией этой кривой, но и пространственным распределением фазы в падающей волне.

Так, если исследуемый волновой процесс представляет плоскую (в среднем) волну с волновым вектором $\vec{K} = \vec{K}_0$, то

$$\Phi_0(\vec{r}) = \vec{K}_0\vec{r}$$

контуры, на которых $\Phi_0(\vec{r}) = \Phi_0$, располагаются на плоскостях $\vec{K}_0\vec{r} = \Phi_0$, перпендикулярных волновому вектору $\vec{K}_0$.

Наибольший градиент фазы будет наблюдаться вдоль прямых $\vec{K}_0\vec{r} = Kr$, параллельных волновому вектору падающей волны.

При $\cos(\vec{K}_0\vec{r}) = \text{const}$ $\Phi_0(\vec{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} r\cos(\vec{K}_0\vec{r})$ и пространственный период вариаций среднего уровня выходного сигнала определится из условия

$$\lambda_{\text{пр}} = \lambda/\cos(\vec{K}_0\vec{r})$$

вдоль любой прямой, лежащей на конической поверхности с вершиной в точке P_1 и осью, перпендикулярной фронту волны.

$$4.\ \sigma_\Phi^2(\vec{r}) \ll 1, \quad \sigma_E^2/E_0^2 \ll 1.$$

При относительной малости амплитудно-фазовых флуктуаций поля, разлагая $e^{-\frac{\sigma_\Phi^2(\vec{r})}{2}}$ в ряд и пренебрегая членами высшего порядка малости, из (10) получим

$$U_0(\vec{r}) \simeq \alpha\left\{\beta_0^2 + 2\left[\gamma^2(\vec{r}) - \frac{E_0^2\sigma_\Phi^2(\vec{r})}{2}\right]\cos\Phi_0(\vec{r})\right\}.$$

Предположим далее, что $\Phi_0(\vec{r}) = m\pi + \Phi_1(\vec{r})$, где $\Phi_1(\vec{r}) \ll 1$, и что достаточной степенью точности можно положить

$$\cos\Phi_0(\vec{r}) \simeq (-1)^m\left[1 - \frac{1}{2}\Phi_1^2(\vec{r})\right].$$

Подстановка этого выражения в (12) дает

$$U_0(\vec{r}) \simeq \alpha E_0^2\left\{[1 + (-1)^m]^2 + (-1)^{m+1}\sigma_\Phi^2(\vec{r}) + (-1)^{m+1}\Phi_1^2(\vec{r}) + \right.$$
$$\left. + \frac{2\sigma_E^2}{E_0^2}[1 + (-1)^m\rho_E(\vec{r})]\right\}.$$

В частности, если $\Phi_1(\vec{r})$ настолько мало, что его квадратом в последнем равенстве можно пренебречь, то

$$U_0(\vec{r}) \simeq \alpha E_0^2\left\{[1 + (-1)^m]^2 + (-1)^{m+1}\sigma_\Phi^2(\vec{r}) + \frac{2\sigma_E^2}{E_0^2}[1 + (-1)^m\rho_E(\vec{r})]\right\}.$$

Так, при $m = 1$ (или любому нечетному числу)

$$U_0(\vec{r}) \simeq 2\alpha E_0^2\left\{\frac{\sigma_E^2}{E_0^2}[1 - \rho_E(\vec{r})] + \frac{\sigma_\Phi^2(\vec{r})}{2}\right\} =$$
$$= 2\alpha E_0^2\left\{\frac{\sigma_E^2}{E_0^2}[1 - \rho_E(\vec{r})] + \sigma_\varphi^2[1 - \rho_\varphi(\vec{r})]\right\}, \qquad (13)$$

что соответствует полученному ранее результату [2].

Таким образом, применение интерферометра дает возможность исследовать статистические закономерности амплитудно-фазовых флуктуаций волновых полей. В случае относительной малости этих флуктуаций, как это следует из (13), применение интерферометра дает достаточно простой метод изучения пространственных корреляционных свойств амплитудно-фазовых флуктуаций поля. Особенно результативно применение интерферометра для исследования относительно малых флуктуаций поля при изучении статистических закономерностей распространения УКВ в турбулентной среде [2].

Автор выражает благодарность А. А. Семенову за обсуждение результатов работы и ряд полезных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Пугачев, Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления, ГИТТЛ, 1957.
2. Г. А. Карпеев, А. А. Семенов, Об одном методе экспериментального исследования флуктуаций УКВ, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 4, 578.

Физический факультет
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
30 V 1960

1961 № 3

К ТЕОРИИ ЛБВ-ГЕНЕРАТОРОВ СО СЛАБОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В. А. Малышев, В. С. Михалевский

В рамках кинематического приближения изложена теория ЛБВ-генераторов и дан анализ их работы. Сделан вывод о перспективности систем с нормальной дисперсией для увеличения крутизны электронной перестройки частоты генераторов.

1. ВВЕДЕНИЕ. ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Вопрос об условиях возникновения генерации в лампах с бегущей волной исследован в ряде работ [1—10]. Однако качественное рассмотрение, проведенное в этих работах, не позволяет выяснить ряд особенностей поведения ЛБВ-генераторов. В данной статье сделана попытка осветить некоторые из основных закономерностей работы таких генераторов для случая слабой обратной связи, когда вдоль замедляющей системы наблюдается значительное возрастание амплитуды волны. Отвлекаясь от детализации механизма, посредством которого осуществляется обратная связь в лампе, будем считать, что коэффициент обратной связи для рассматриваемой пространственной гармоники $k = E_{вх}/E_{вых} \ll 1$ и не зависит от частоты генерируемых колебаний вблизи одной из собственных частот ($E_{вх}$ и $E_{вых}$ — амплитуды напряженности высокочастотного поля на входе и выходе замедляющей системы, в том ее месте, где проходит поток электронов).

Практически такие условия реализуются лучше всего в генераторах с внешней обратной связью; в генераторах с внутренней обратной связью их можно считать выполнимыми только при условии пренебрежимо малого воздействия модуляции электронного потока на отраженную волну. В отражательной ЛБВ эти условия не выполняются.

Замедляющая система, рассматриваемая со стороны вывода энергии в нагрузку (последний можно считать расположенным у коллектора), будет представлять собой обычный резонатор, собственные частоты которого расположены довольно близко друг от друга.

Будем полагать, что в приборе приняты меры для разделения собственных частот. Эти меры могут заключаться либо во введении в цепь обратной связи специального фильтра, либо в использовании систем с нормальной дисперсией [8]. Таким образом при анализе работы генератора мы не будем учитывать возможности генерации на соседних частотах и связанных с этим перескоков волны.

Известно, что при наличии потока электронов в замедляющей системе распространяются три волны. В расчетах можно не учитывать воздействия на поток электронов затухающей волны и волны с неизменной амплитудой. Это не должно в нашем случае заметно сказываться на результатах расчетов, так как при малых k усиление третьей волны велико в силу того, что

$$\frac{1}{3} k e^{\gamma l} = 1, \qquad (1)$$

где l — длина замедляющей системы; γ — постоянная распространения, и поток электронов будет взаимодействовать с нарастающей волной в зна-

чительно большей степени, чем с остальными двумя волнами. При этом мы будем учитывать взаимодействие потока только с одной определенной пространственной гармоникой волны, однозначно определяемой величиной фазовой скорости v_Φ.

Решая задачу о группировке электронов в бегущей волне, нарастающей по экспоненте, В. Н. Шевчик [10] нашел, что из уравнения движения электрона

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{m} E_1 e^{\gamma x} \cos(\omega t - \beta x); \quad \beta = \frac{\omega}{v_\Phi} \tag{2}$$

(ε и m — заряд и масса электрона; v_Φ — фазовая скорость волны) для угла пролета электрона следует

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\mu e^{\frac{\gamma v_0 \varphi_0}{\omega}}}{\rho\left(1 + \frac{\gamma^2}{\theta^2}\right)} \sin\left(\omega t - \frac{v_0}{v_\Phi}\varphi - \psi\right), \tag{3}$$

где

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{1 - \frac{\gamma^2}{\theta^2}}{2\frac{\gamma}{\theta}}; \quad \theta = \frac{\omega}{v_0}\rho = \frac{\omega}{v_0}\left(1 - \frac{v_0}{v_\Phi}\right); \quad \mu = \frac{\varepsilon E_1}{m v_0 \omega\left(1 - \frac{v_0}{v_\Phi}\right)}; \tag{4}$$

$$\varphi = \omega t - \omega\tau; \quad \varphi_0 = \frac{\omega x}{v_0},$$

причем v_0 — скорость невозмущенного электрона; τ — время входа электрона в систему. При интегрировании выражения (2) полагалось, что в показателе экспоненты можно заменить $x \simeq v_0(t-\tau)$, а при получении уравнения (3) отбрасывались все члены, не содержащие множителя $e^{\frac{\gamma v_0 \varphi_0}{\omega}} = e^{\gamma x}$. Последнее приближение в случае генераторов справедливо только при достаточно малой обратной связи.

Для вычисления тока $i = I_0\left[1 - \frac{d\varphi}{d(\omega t)}\right]$ необходимо решить уравнение (3) относительно φ. Так как (3) представляет собой уравнение Кеплера [11], то решение имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{v_\Phi}{v_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n} J_n(nX) \sin\left[n\left(\frac{v_0}{v_\Phi}\varphi_0 + \psi - \omega t\right)\right], \tag{5}$$

где

$$X = \frac{v_0}{v_\Phi} \frac{\mu e^{\frac{\gamma v_0 \varphi_0}{\omega}}}{\rho\left(1 + \frac{\gamma^2}{\theta^2}\right)} = \frac{\varepsilon E_1 \omega}{m v_\Phi v_0^2 (\theta^2 + \gamma^2)} e^{\gamma x} = D e^{\gamma x}, \tag{6}$$

откуда

$$i = I_0\left\{1 + 2\frac{v_\Phi}{v_0} \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) \cos[n(\omega t - \beta x - \psi)]\right\}. \tag{7}$$

Учитывая, что мощность взаимодействия потока электронов с полем можно найти из выражения [10]

$$P = \frac{v_0}{2\omega} \int_0^{\varphi_0} i E^* d\varphi_0, \tag{8}$$

ия P нетрудно получить [12]

$$P = \frac{E_1 v_\Phi I_0 e^{-j\psi}}{D\gamma v_0} \int_0^X J_1(X)\, dX = \frac{v_\Phi I_0 E_1}{D\gamma v_0} [1 - J_0(X)]\, e^{-j\psi}. \qquad (9)$$

Если рассмотреть взаимодействие на протяжении от $x = 0$ до $x = l$, выражение (9) определяет полную мощность, выделяемую генератором. Так как со стороны вывода энергии колебательная система генератора может быть вблизи одной из собственных частот представлена обычным резонатором и так как резонатор в некотором сечении переходящей линии может изображаться параллельным контуром, то колебательную систему генератора можно представить в виде параллельного соединения элементов L, C, G и $G_н$, где $G_н$ определяется потерями в нагрузке, а G — потерями в приборе. Поток электронов в этой схеме будет изображаться проводимостью Y_e, связанной с P соотношением $P = Y_e U^2$, где U — амплитуда колебаний на контуре. Величина U определяется амплитудой напряженности поля $E_1 e^{\gamma l}$, и их связь может задаваться посредством выражения $3U = ME_1 e^{\gamma l}$, где коэффициент M определяется параметрами выходного устройства и замедляющей системы, расстоянием потока электронов от системы и номером пространственной гармоники; в каждом конкретном случае коэффициент M будет иметь вполне определенное значение.

При этом нетрудно получить выражение для электронной проводимости в виде

$$Y_e = 2G_0 \frac{1 - J_0(X)}{X^2} e^{-j(\delta+\pi)} = G_e + jB_e, \qquad (10)$$

где

$$G_0 = \frac{9\varepsilon\omega I_0}{\gamma m M^2 v_0^3 (\theta^2 + \gamma^2)} = pI_0; \quad X = \frac{3\varepsilon\omega U}{mMv_\Phi v_0^2 (\theta^2 + \gamma^2)} = rU;$$

$$\delta = \psi - \pi = \operatorname{arc\,tg} \frac{\theta^2 - \gamma^2}{2\gamma\theta} - \pi.$$

Величину X будем в дальнейшем называть параметром группирования.

2. АНАЛИЗ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРА

Можно показать [13], что условие устойчивости стационарных колебаний в генераторе определяется из неравенства

$$\frac{\partial}{\partial U} [G_e] < 0. \qquad (11)$$

Используя (10), это неравенство можно привести к виду

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1 - J_0(X)}{X^2} \cos\delta \right] = \frac{1}{X^3} \{ XJ_1(X) - 2[1 - J_0(X)] \} \cos\delta < 0. \qquad (12)$$

Решая графически уравнение $XJ_1(X) = 2 - 2J_0(X)$, можно найти, что генератор работает устойчиво в случае $\cos\delta > 0$ при $0 < X < 7{,}79$. Таким образом, подобный генератор имеет мягкий режим возбуждения.

Рассматривая вышеуказанную эквивалентную схему генератора, можно прийти к соотношениям, определяющим выходную мощность и частоту генерируемых колебаний:

$$P_н = \frac{G_н U^2}{2} = \frac{G_н X^2}{2r^2}; \quad \frac{X^2}{1 - J_0(X)} = \frac{2G_0 \cos\delta}{G + G_н}; \qquad (13)$$

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = -\frac{\operatorname{tg}\delta}{Q_н} \simeq 2\frac{\Delta\omega}{\omega_0}; \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0, \qquad (14)$$

где $Q_н = \omega_0 C/(G + G_н)$ — нагруженная добротность генератора.

График функции $X^2 = f\left[\frac{X^2}{1 - J_0(X)}\right]$ представлен на рис. 1 и при помощи (13) дает возможность построить «зону генерации» прибора, т. е. зависимость $P_н = f(v_0)$. Из выражений (10), (13) и рис. 1 следует, что пусковой ток генератора определяется формулой

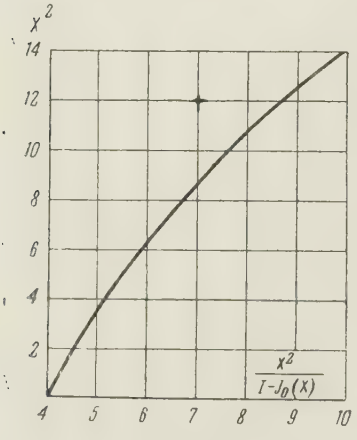


Рис. 1

$$I_{оп} = \frac{2C\omega_0}{Q_н p \cos\delta} = -\frac{mCM^2(\theta^2 + \gamma^2)v_0^3}{9\varepsilon Q_н \theta}. \quad (15)$$

Центр зоны генерации, определяемый из условия $\cos\delta = -2\gamma\theta/(\theta^2+\gamma^2) = 1$, будет иметь место при $\theta = -\gamma$, т. е. при

$$v_0 = \frac{v_ф}{1 - \frac{\gamma}{\beta}}. \quad (16)$$

Таким образом, для генерации в центре зоны необходимо, чтобы скорость электронов была больше скорости волны на величину

$$v_0 - v_ф = \frac{v_ф}{\frac{\beta}{\gamma} - 1}. \quad (17)$$

Проанализируем выражение (14), определяющее частоту генерируемых колебаний. Воспользовавшись соотношениями (4) и (10), формулу (14) можно привести к виду

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 = \frac{1 + \frac{\gamma}{2Q_н\theta_0}}{1 + \frac{\theta_0}{2Q_н\gamma}}; \quad \theta_0 = \frac{\omega_0}{v_0}\left(1 - \frac{v_0}{v_ф}\right), \quad (18)$$

откуда следует

$$\frac{d\omega}{dv_0} = \left[\frac{4Q_н\omega\theta_0^2\left(1 + \frac{\theta_0}{2Q_н\gamma}\right)^2 v_0^2}{\omega_0^3\gamma\left(1 + \frac{\theta_0^2}{\gamma^2} + \frac{\theta_0}{Q_н\gamma}\right)} + \frac{v_0^2}{v_ф^2}\frac{\partial v_ф}{\partial\omega}\right]^{-1}. \quad (19)$$

Для центра зоны генерации эта формула будет иметь вид

$$\left(\frac{d\omega}{dv_0}\right)_0 = \left[\frac{4Q_н\gamma v_0^2\left(1 - \frac{1}{2Q_н}\right)^2}{\omega_0^2\left(2 - \frac{1}{Q_н}\right)} + \frac{v_0^2}{v_ф^2}\left(\frac{\partial v_ф}{\partial\omega}\right)_0\right]^{-1} = \frac{1}{Bv_0^2}. \quad (20)$$

Из выражения (20) видно, что генератор в центре зоны будет иметь бесконечную крутизну электронной перестройки частоты в случае такой нормальной дисперсии, когда $B = 0$, т. е. когда

$$\left(\frac{\partial v_ф}{\partial\omega}\right)_0 = -\frac{4Q_н\gamma v_ф^2\left(1 - \frac{1}{2Q_н}\right)^2}{\omega_0^2\left(2 - \frac{1}{Q_н}\right)} \simeq -\frac{2Q_н\gamma v_ф^2}{\omega_0^2} = -\frac{Q_н\gamma\lambda^2}{2\pi^2}\left(\frac{v_ф}{c}\right)^2, \quad (21)$$

где λ и c — длина волны и скорость света в свободном пространстве.

Из выражения (20) следует, что вблизи центра зоны

$$\omega = \omega_0 + \frac{1 - \frac{\gamma}{\beta}}{Bv_\Phi} - \frac{1}{Bv_0}. \qquad (22)$$

Из выражения (22) видно, что при большой крутизне дисперсионной характеристики для нормальной дисперсии, когда $B < 0$, частота уменьшается с ростом скорости, а в остальных случаях (когда $B > 0$) частота увеличивается с ростом ускоряющего потенциала. Из выражения (22) также следует, что частота должна меняться с изменением ускоряющего напряжения (U_0) по закону, дающему почти линейный ход зависимости $\omega = f(U_0)$ при условии небольшого изменения частоты генерируемых колебаний. Эксперименты, проведенные для систем, не обладающих большой крутизной дисперсионной характеристики при нормальной дисперсии [3, 4], полностью подтвердили эти выводы.

Из выражений (10) и (15) можно видеть, что частота, генерируемая на краю зоны, определяется корнями уравнения

$$\theta^2 - \frac{\theta}{Nv_0} + \gamma^2 = 0;$$

$$N = \frac{M}{3}\sqrt{\frac{Cm\omega_0}{I_0 \varepsilon Q_\text{н}}\left(\frac{v_0}{v_\Phi} - 1\right)}. \qquad (23)$$

Если при этом считать, что частота связана со скоростью v_0 посредством выражения (22), то для полного диапазона электронной перестройки частоты генератора нетрудно получить приближенную формулу

$$\Delta\omega_p = \frac{\sqrt{1 - 4N^2 v_0^2 \gamma^2}}{N\left|\left(B\omega_0 v_\Phi + \frac{\gamma}{\beta_0}\right)\right|}; \qquad \beta_0 = \frac{\omega_0}{v_\Phi}, \qquad (24)$$

где величины v_0 и v_Φ берутся соответствующими центру зоны. Из (24) следует, что основная причина малости значений $\Delta\omega_p$, обычно получаемых на опыте, заключается в том, что используемые замедляющие системы имеют большое значение величины B. Поэтому, если генератор сконструирован так, что выполняется условие (21), то диапазон электронной перестройки частоты у него будет достаточно высок.

Используя выражения (13), (10) и (22), можно установить, что диапазон электронной перестройки частоты до точек зоны, в которых мощность уменьшена в n раз по сравнению с мощностью в центре зоны (где параметр группирования достигает максимального значения, равного X_m), определяется выражением

$$\Delta\omega_n = \frac{4G_0 Q_\text{н}\sqrt{n^2[1 - J_0(X_m/\sqrt{n})]^2 - [1 - J_0(X_m)]^2}}{C\left|\frac{\omega_0^2}{\gamma}B - \frac{\beta_0^2}{\gamma}\left(\frac{\partial v_\Phi}{\partial\omega}\right)_0 + 1\right|X_m^2} =$$

$$= \frac{4G_0 Q_\text{н}\psi(X_m)}{C\left|\frac{\omega_0^2}{\gamma}B - \frac{\beta_0^2}{\gamma}\left(\frac{\partial v_\Phi}{\partial\omega}\right)_0 + 1\right|}, \qquad (25)$$

где все значения параметров, входящие в правую часть, берутся соответствующими центру зоны.

Из условия $\partial\psi/\partial X_m = 0$ можно отыскать значения $X_m = X_{m0}$, для которых величина $\psi = \psi_m$ максимальна при данном n. Нетрудно пока-

зать, что X_{m0} получается при этом из графического решения уравнени

$$n^2\left[1-J_0\left(\frac{X_{m0}}{\sqrt{n}}\right)\right]\left\{\frac{X_{m0}}{\sqrt{n}}J_1\left(\frac{X_{m0}}{\sqrt{n}}\right)-2\left[1-J_0\left(\frac{X_{m0}}{\sqrt{n}}\right)\right]\right\}=$$

$$=[1-J_0(X_{m0})]\{X_{m0}J_1(X_{m0})-2[1-J_0(X_{m0})]\}.$$

Графики зависимостей $X_{m0}=f(n)$ и $\psi_m=f(n)$ приведены на рис. 2.

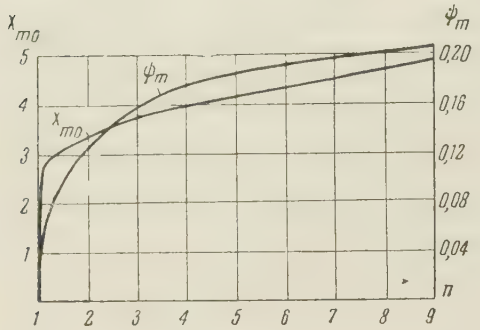


Рис. 2

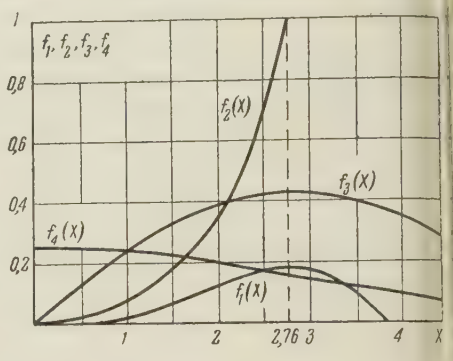


Рис. 3

Используя равенство $dP_н/dG_н=0$, можно на основе выражений (13) получить условия оптимальной нагруженности генератора при данном X:

$$\frac{J_1(X)}{X}=\frac{G}{G_0\cos\delta};\quad \frac{1}{X}\left[2\frac{1-J_0(X)}{X}-J_1(X)\right]=\frac{G_н}{G_0\cos\delta}. \tag{26}$$

На основе (13) можно получить выражение для кпд генератора в виде

$$\eta_н=\frac{G_н X^2}{2I_0U_0r^2}. \tag{27}$$

Если воспользоваться выражениями (26) и (10), то из (27) нетрудно получить формулу, определяющую максимальный кпд при данном X:

$$\eta_{нm}=\frac{I_0\cos^2\delta}{2GU_0}\left(\frac{3v_ф}{\gamma Mv_0}\right)^2\left\{2\frac{J_1(X)}{X}[1-J_0(X)]-J_1^2(X)\right\}. \tag{28}$$

Функция $\left\{2\frac{J_1(X)}{X}[1-J_0(X)]-J_1^2(X)\right\}=f_1(X)$ показана на рис. 3. Она имеет максимум, равный 0,179 при $X=2{,}76$. Поэтому для $X=2{,}76$ наблюдается предельно большое $\eta_{нmm}$, определяемое выражением

$$\eta_{нmm}=0{,}805\frac{I_0}{GU_0}\left(\frac{v_ф\cos\delta}{\gamma Mv_0}\right)^2. \tag{29}$$

На рис. 3 показаны также графики функций

$$2\frac{1-J_0(X)}{XJ_1(X)}-1=f_2(X);\quad \frac{1-J_0(X)}{X}=f_3(X);\quad \frac{1-J_0(X)}{X^2}=f_4(X).$$

Функция $f_2(X)$ определяет оптимальную относительную нагруженность генератора при данном X, так как из (26) следует, что при оптимальной нагрузке $f_2(X)=G_н/G=Q/Q_в$, где $Q_в$ и Q — внешняя и собственная добротности резонансной системы генератора. Из графика функции $f_2(X)$ следует, что $G=G_н$ ($f_2(X)=1$) при $X=2{,}76$; таким образом, максимальный кпд соответствует тому случаю, когда мощность, рассеиваемая в генераторе, равна мощности, отдаваемой в нагрузку.

Функция $f_3(X)$ изображает колебательную характеристику генератора; она имеет максимум, равный 0,423, также при $X=2{,}76$.

Функция $f_4(X)$ характеризует изменение модуля электронной проводимости с изменением X.

Пользуясь общими соотношениями теории одноконтурного клистрона [13], можно получить укороченное уравнение для установления амплитуды в генераторе:

$$\frac{1}{U}\frac{dU}{dt} = \frac{\omega_0}{2Q_н}\left[2\sigma\frac{1-J_0(X)}{X^2}-1\right], \tag{30}$$

где $\sigma = G_0\cos\delta/(G_н+G)$. Если воспользоваться приближением $\frac{1-J_0(X)}{X^2} \simeq$ $\simeq 0{,}25\left[1-\frac{X^2}{16}\right]$, то на основании (30) нетрудно получить закон установления колебаний в генераторе:

$$U(t) = U_c\left[1-\left(\frac{U_c^2}{U_т^2}-1\right)e^{-\frac{\omega_0}{Q_н}\left(\frac{\sigma}{2}-1\right)t}\right]^{-1/2}, \tag{31}$$

где U_c — амплитуда в установившемся режиме, определяемая из (13); $U_т$ — начальный скачок амплитуды, возникающий из-за флуктуационных явлений. Действуя аналогично [13], можно показать, что при этом время установления колебаний в генераторе определится выражением

$$t_у = \frac{2Q_н}{\omega_0(\sigma-2)}\left\{\ln\left[Q_н\left(\frac{\sigma}{2}-1\right)\right]+\ln\left(\frac{U_c^2}{U_т^2}-1\right)\right\}. \tag{32}$$

Влияние нагрузки на работу рассматриваемого генератора аналогично влиянию нагрузки на работу отражательных клистронов и магнетронов, так что все эти приборы будут иметь одинаковый вид нагрузочных характеристик.

ВЫВОДЫ

При обсуждении вопроса о крутизне электронной перестройки частоты в работах [1, 2] была отмечена большая перспективность в этом отношении систем с аномальной дисперсией. Такой вывод получился в результате того, что авторы работ [1, 2], изучая фазовые условия, фактически рассматривали возможность широкополосного резонанса в колебательной системе генератора и совершенно игнорировали влияние реактивности потока электронов. Однако несложные рассуждения показывают, что при учете реактивного воздействия потока наилучшими свойствами для высокой крутизны электронной перестройки частоты генератора обладает система с нормальной дисперсией. Действительно, из выражения (17) следует, что при работе генератора на резонансной частоте системы электроны должны опережать волну тем больше, чем больше ее фазовая скорость. Нарушение этого условия приводит к изменению частоты, причем в случае $B > 0$, как следует из выражения (22) и из экспериментов [3, 4], частота будет расти с увеличением v_0.

Чем сильнее нарушено условие (17), тем больше изменение частоты; поэтому при нормальной дисперсии частота будет больше изменяться при изменении v_0 на заданную величину, что легко проследить из выражения (17). Крутизна электронной перестройки тесно связана с широкополосностью генератора, но определяет последнюю не однозначно. Вторыми определяющими факторами, как и в других генераторах, являются полоса пропускания системы и ток луча. Чем больше отношение $I_0/Q_н$, тем шире полоса генерируемых колебаний.

Так как при использовании систем с нормальной дисперсией наблюдается хорошее разделение собственных частот [8], то для широкополосных генераторов на лампе бегущей волны такие системы, видимо, наиболее пригодны.

Следует заметить, что при рассмотрении зависимости фазовой скорости от частоты не учитывалось влияние пучка на величину $v_ф$. Приближенный учет этого влияния дает для $v_ф$ нарастающей волны выражение [10]

$$v_ф = \frac{v_{ф0}}{1 + \frac{v_{ф0}}{2v_0}\sqrt{\frac{I_0 R_c}{4U_0}}}, \qquad (33)$$

где $v_{ф0}$ соответствует холодной системе; R_c — сопротивление связи. Поправка, которая при этом получается, дает незначительное изменение формул (19), (20) и (21).

Соотношения, полученные в данной работе, находятся в качественном согласии с данными экспериментов и по своему характеру аналогичны соответствующим формулам теории отражательного клистрона [13].

Из рассмотрения работы генераторов на лампе бегущей волны следует, что они могут быть включены в класс генераторов, рассмотренных в работе [14], и поэтому при исследовании резонансной нагрузки таких генераторов можно пользоваться выводами, полученными в [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Jones, Proc. I. R. E., 1952, **40**, 4, 478.
2. M. Denis, Ann. radioélectr., 1952, **7**, 29, 169.
3. H. R. Johnson, J. R. Whinnery, Electronics, 1953, **26**, 8, 177.
4. V. G. Price, C. T. Anderson, IRE Nat. Convent. Rec., BTR, ED, part 3, 1957, p. 57.
5. В. С. Михалевский, Д. Н. Венеровский, ЖТФ, 1955, **25**, 5, 812.
6. В. С. Михалевский, Д. Н. Венеровский, ЖТФ, 1956, **26**, 3, 526.
7. В. С. Михалевский, Б. Г. Долганов, В. Д. Иванова, Радиотехника и электроника, 1956, **1**, 11, 1383.
8. В. И. Калинин, Г. М. Герштейн, Введение в радиофизику, ГИТТЛ, 1957.
9. Г. Н. Рапопорт, Изв. вузов МВО СССР (Радиотехника), 1958, **1**, 2, 202.
10. В. Н. Шевчик, Основы электроники СВЧ, Изд. Советское радио, 1959.
11. Э. Грей, Г. Б. Мэтьюз, Функции Бесселя и их приложения к физике и механике, ИЛ, 1949.
12. И. М. Рыжик, И. С. Градштейн, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИТТЛ, 1951.
13. С. Д. Гвоздовер, Теория электронных приборов сверхвысоких частот, ГИТТЛ, 1956.
14. В. А. Малышев, Изв. вузов МВО СССР (Радиофизика), 1959, **2**, 3, 463.

Поступила в редакцию
27 VI 1960

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1961 № 3

ОБОБЩЕНИЕ КРУГОВОЙ ДИАГРАММЫ ПОЛНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ НА СЛУЧАЙ ТРАКТОВ СВЧ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Н. М. Советов

Круговая диаграмма полных сопротивлений применена к трактам с сосредоточенными и распределенными отрицательными сопротивлениями. Коэффициент отражения становится при этом больше единицы и рабочая область полных сопротивлений выходит за пределы окружности единичного радиуса. Рассмотрены некоторые случаи включения отрицательных сопротивлений, в которых путем инверсии можно использовать круговую диаграмму обычного вида.

Развитие усилителей с распределенным взаимодействием (лами с бегущей волной) и усилителей параметрического действия приводит к необходимости оперировать с активными трактами СВЧ, проводящими возрастающие волны. Каким образом к трактам такого рода может быть применена круговая диаграмма полных сопротивлений? Известно, что процесс усиления (генерации) колебаний в какой-либо системе можно объяснить, используя понятие об эквивалентном отрицательном сопротивлении $\overline{R}$, введенном в эту систему. Если рассмотреть выражения для радиусов-векторов r и r', определяющих окружности постоянных значений активного R/Z_0 и реактивного X/Z_0 относительных сопротивлений круговой диаграммы в полярных координатах, то окажется, что отрицательным сопротивлениям будет соответствовать область вне круга единичного радиуса [1]. Действительно, указанные выражения имеют вид

$$r = \frac{1}{\frac{R}{Z_0} + 1} \quad \text{при} \quad \frac{R}{Z_0} < 0, \quad r > 1,$$

$$r' = \frac{Z_0}{X}, \tag{1}$$

где Z_0 — волновое сопротивление тракта.

Система ортогональных окружностей, соответствующих $\infty \geqslant R\, Z_0 \geqslant -\infty$, изображена на рис. 1; заштрихованный круг соответствует круговой диаграмме в обычном понимании ($R \geqslant 0$).

Рассмотрим некоторые случаи включения отрицательного сопротивления в линию СВЧ.

1. В нагруженную линию с коэффициентом отражения $\Gamma_н$ включено одно отрицательное сопротивление. Примером такой системы (рис. 2) может служить линия с включенным в нее клистроном, находящимся в недовозбужденном режиме. Система будет работать как усилитель. Усиливаемый сигнал E^- подается слева направо, усиленный сигнал E^- в простейшем случае поровну разделяется между двумя равноправными направлениями линии влево и вправо. В зависимости от коэффициента отражения $\Gamma_н$ прошедший вправо сигнал либо выделяется в нагрузке, либо полностью или частично отражается к генератору. Коэффициент отражения в сечении z такой си-

стемы можно представить в виде

$$\Gamma_A = \frac{E^-}{E^+} = \frac{1}{2} z e^{-2j\beta z}(1 + \Gamma_н e^{2j\beta l}), \qquad (2)$$

где z — продольная координата, отсчитываемая от нагрузки к генератору;

$$z = \frac{1 + \frac{|\overline{R}|}{Z_0}}{1 - \frac{|\overline{R}|}{Z_0}}$$

— коэффициент отражения (правильнее, коэффициент возрастания) волны в месте включения отрицательного сопротивления.

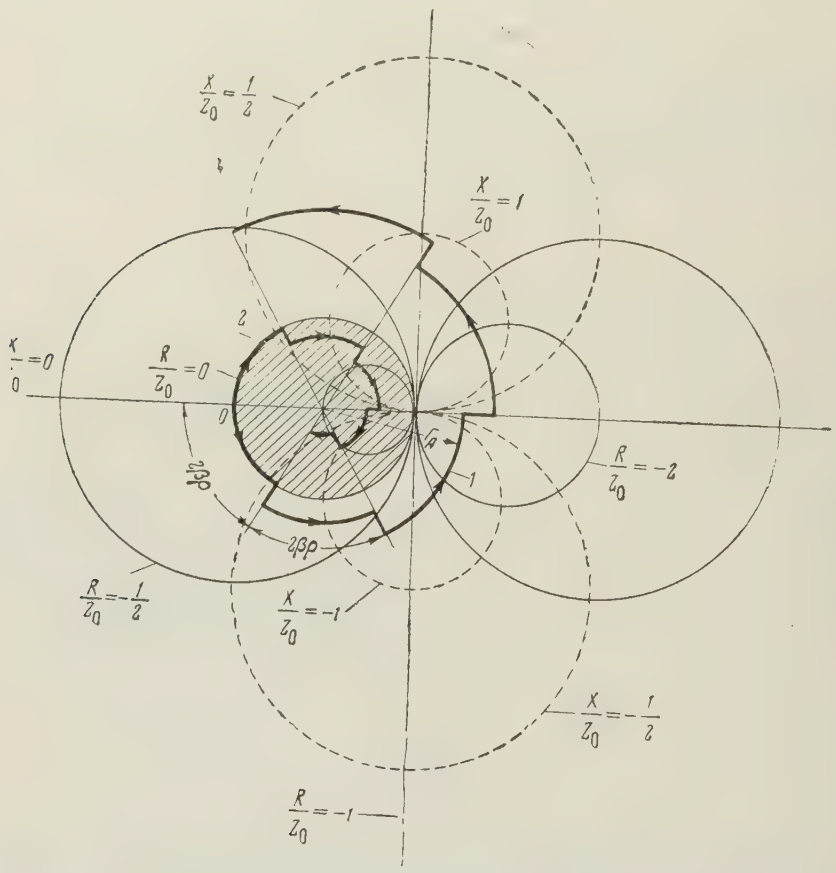


Рис. 1. Система ортогональных окружностей для $\infty \geqslant \frac{R}{Z_0} \geqslant -\infty$

Легко видеть, что при $|R| \neq 0$ $z > 1$. В частных случаях $\Gamma_н = 1$, $l = 0,\ \lambda/2,\ \lambda, \ldots$ и $\Gamma_н = -1$, $l = \frac{1}{4}\lambda,\ \frac{3}{4}\lambda, \ldots$ формула (2) сводится к простейшему виду

$$\Gamma_A = z e^{-2j\beta z}. \qquad (3)$$

При этом амплитуда отраженной волны оказывается больше падающей, т. е.

$$\Gamma_A = \frac{E^-}{E^+} > 1.$$

Как показано в работе [2], рассматриваемый случай можно свести к задаче отражения от положительного сопротивления, если принять за на-

правление падения направление большего потока мощности. В данном случае энергия распространяется справа налево, поэтому можно ввести некоторый эквивалентный пассивный коэффициент отражения

$$\Gamma_{\text{п}} = \frac{E^+}{E^-} = \frac{1}{\Gamma_A}, \tag{4}$$

или

$$|\Gamma_{\text{п}}||\Gamma_A| = 1, \quad \varphi_A = -\varphi_{\text{п}}. \tag{5}$$

Конформное преобразование вида (5) в комплексной плоскости есть инверсия, отображающая любую точку снаружи круга единичного радиуса

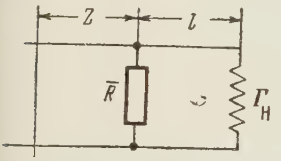


Рис. 2

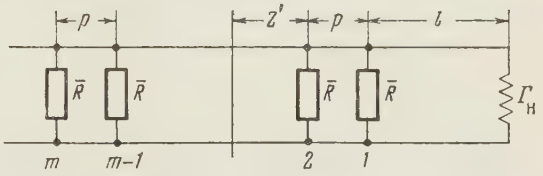


Рис. 3

Рис. 2. Нагруженная линия с одним отрицательным сопротивлением

Рис. 3. Нагруженная линия с цепочкой одинаковых отрицательных сопротивлений

внутрь этого круга. Поэтому для преобразования полного сопротивления по схеме рис. 2 можно использовать обычную круговую диаграмму при условии, что модуль и фаза коэффициента отражения эквивалентной пассивной линии находятся из соотношений (5). При этом в отличие от обычного случая центр диаграммы будет соответствовать режиму самовозбуждения системы ($\Gamma_A = \infty$).

2. В нагруженную линию с коэффициентом отражения $\Gamma_{\text{н}}$ включена с шагом p цепочка m одинаковых отрицательных сопротивлений R. Коэффициент отражения в n-м по счету промежутке такой линии (рис. 3) можно представить в виде

$$(\Gamma_A)_n = \sum_{n=1}^{n=m} \left(\frac{z}{2}\right)^n e^{-2j\beta z} + \left(\frac{z}{2}\right)^m \Gamma_{\text{н}} e^{-2j\beta(z-l)}, \tag{6}$$

где

$$z = z' + (n-1)\,p;$$

$$p \geqslant z' \geqslant 0;$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\Lambda};$$

Λ — длина волны в линии; z — коэффициент отражения от каждой ячейки, определяемый так же, как и в (2).

Легко видеть, что в рассматриваемой линии коэффициент отражения уменьшается с удалением от источника. Амплитуда волны в линии при прохождении каждой ячейки увеличивается на $z/2$. Инверсия может быть осуществлена путем построения пассивной линии, у которой в точках отражения $z_{\text{п}}(z/2)^n = 1$. Преобразование коэффициента отражения, построенное снаружи круга единичного радиуса, будет изображаться развертывающейся ступенчатой кривой *1* (рис. 1). Инверсия, позволяющая использовать обычную диаграмму, представлена свертывающейся кривой *2* внутри круга единичного радиуса.

3. Линия имеет равномерно распределенное отрицательное сопротивление. Подобная система может быть реализована, например, в лампе с бегущей волной, в которой возрастание амплитуды при распространении волны подчиняется условию

$$E^{+} = E_0^{+} e^{-\alpha z} e^{j\beta z}, \tag{7}$$

где α — коэффициент возрастания волны, зависящий в теории лампы бегущей волны от тока пучка, напряжения и сопротивления связи системы; z — продольная координата, по-прежнему отсчитываемая от нагрузки влево; E_0^{+} — начальная амплитуда падающей волны.

Отраженная волна не взаимодействует с электронным потоком и потому коэффициент отражения может быть введен как

$$\Gamma_A = \frac{\Gamma_н E_0^{+} e^{-j\beta z}}{E_0^{+} e^{-\alpha z} e^{j\beta z}} = \Gamma_н e^{\alpha z} e^{-2j\beta z}. \tag{8}$$

Как и в предыдущем случае, коэффициент отражения уменьшается к нагрузке, но плавно без скачков. Так как в эквивалентной пассивной линии изменение коэффициента отражения определится выражением $|\Gamma_п| = |\Gamma_н| e^{-2\alpha_п z}$, то, следовательно, условие инверсии (5) может быть получено лишь при $\alpha = 2\alpha_п$ и $\Gamma_н = \pm 1$. Поэтому в случае произвольной нагрузки следует использовать внешнюю часть круговой диаграммы. Кривая изменения полного сопротивления будет подобна спирали, разворачивающейся от круга радиуса $\Gamma_н$ и выходящей за пределы круга единичного радиуса. Основой для построения такой кривой, кроме расчетного соотношения (8), могут служить также и результаты измерений амплитуд возрастающей волны вдоль оси системы, проведенные на работающей лампе с бегущей волной, подобные описанным в работе [3].

Рассмотренное обобщение круговой диаграммы полных сопротивлений может быть полезным при выборе мест включения в активные тракты вводов и выводов энергии, согласующих элементов и в других подобных расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Измерения на сверхвысоких частотах, перев. с англ., Изд. Советское радио, 1952.
2. Г. Л. Сучкин, Измерение активных импедансов, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 12, 2087.
3. J. J. Caldwel, O. L. Hoch, Large signal behaviour of high power trawelling-wave amplifiers, IRE Trans., 1956, **ED-3**, 1, 6.

Поступила в редакцию
7 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1961 № 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПЛОТНОГО ПАКЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

С. И. Молоковский, А. Д. Сушков

Приведены результаты аналитического исследования электрического поля плотного пакета заряженных частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение электрического поля плотного пакета частиц с учетом влияния проводящего экрана имеет важное значение для решения общей задачи пакетирования заряженных частиц.

В настоящей статье изложен анализ электрического поля пакета с однородным распределением плотности объемного заряда, находящегося внутри металлического экрана. Приведенные общие выражения для поля позволяют произвести аналогичный расчет и при любом неоднородном аксиально-симметричном распределении заряда.

1. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПАКЕТА

Расчет электрического поля, создаваемого аксиально-симметричным распределением объемного заряда, находящегося внутри металлического экрана, производится при помощи уравнения Пуассона

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=-\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}.$$

Для решения его воспользуемся методом интегрального преобразования Ханкеля с конечными пределами [1] (стр. 104). Умножая левую и правую части уравнения на $rJ_0\left(\lambda_i\frac{r}{a}\right)$ (J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; λ_i — i-й корень этой функции; a — радиус экрана) и интегрируя по r от нуля до a, найдем, что преобразованная по Ханкелю потенциальная функция

$$U_J=\int_0^a UJ_0\left(\lambda_i\frac{r}{a}\right)rdr$$

будет удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2U_J}{dz^2}-\left(\frac{\lambda_i}{a}\right)^2U_J=-\lambda_iJ_1(\lambda_i)U(a)-\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho_J, \qquad (1)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка; ρ_J — преобразованная функция плотности объемного заряда, определяемая выражением

$$\rho_J=\int_0^a\rho J_0\left(\lambda_i\frac{r}{a}\right)rdr.$$

Для получения интересующего нас решения уравнения Пуассона достаточно определить значение преобразованной потенциальной функции из уравнения (1) и подставить его в формулу обращения для преобразо-

вания Ханкеля с конечными пределами [1] (стр. 105):

$$U = \frac{2}{a^2} \sum_i U_J \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{a}\right)}{[J_1(\lambda_i)]^2}.$$

Здесь суммирование ведется по положительным значениям λ_i. Не уменьшая общности решения, можно принять потенциал окружающего поток экрана равным нулю, т. е. $U(a) = 0$. Тогда уравнение (1) упростится и запишется так:

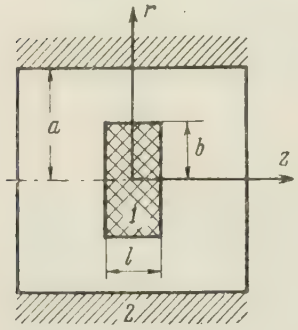


Рис. 1. Пакет заряженных частиц (*1*) внутри металлического экрана (*2*)

$$\frac{d^2U_J}{dz^2} - \left(\frac{\lambda_i}{a}\right)^2 U_J = f(z),$$

где

$$f(z) = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho_J. \qquad (2)$$

Решение этого уравнения может быть найдено в виде [2] (стр. 270)

$$U_J = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(z, \zeta) f(\zeta)\, d\zeta, \qquad (3)$$

где $\Gamma(z, \zeta)$ — функция Грина однородного уравнения, которая при условии, что функция $U_J(z)$ ограничена в интервале $-\infty < z < +\infty$ (что соответствует условиям рассматриваемой задачи), имеет вид [2] (ср. 527)

$$\Gamma(z, \zeta) = -\frac{a}{2\lambda_i} e^{-\frac{\lambda_i}{a}|z-\zeta|}. \qquad (4)$$

Подставляя выражения (2) и (4) в (3), найдем для U_J уравнение

$$U_J = \frac{4\pi a}{2\varepsilon\lambda_i} \int_\zeta \rho_J e^{-\frac{\lambda_i}{a}|z-\zeta|}\, d\zeta,$$

в котором интегрирование производится по всем значениям ζ, для которых функция ρ_J отлична от нуля. Подставляя это уравнение в формулу обращения, получим

$$U = \frac{4\pi}{\varepsilon a} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{a}\right)}{\lambda_i [J_1(\lambda_i)]^2} \int_\zeta \rho_J e^{-\frac{\lambda_i}{a}|z-\zeta|}\, d\zeta. \qquad (5)$$

Это выражение определяет в общем виде потенциал, создаваемый объемным зарядом, распределение плотности которого имеет аксиально-симметричный характер.

В частном случае для одиночного пакета заряженных частиц, находящегося внутри металлического экрана (рис. 1) и имеющего однородное распределение плотности объемного заряда ($\rho = \text{const}$), выражение (5) будет иметь следующий вид:

$$U = \frac{8\pi ba\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^3 [J_1(\lambda_i)]^2} \varphi(\lambda_i, z), \qquad (6)$$

где b — радиус пакета; $p = b/a$;

$$\varphi(\lambda_i, z) = \begin{cases} 1 - e^{-\lambda_i \frac{l}{2b} p} \operatorname{ch} \lambda_i \frac{z}{b} p, & |z| \leqslant \frac{l}{2}, \\ e^{-\lambda_i \frac{|z|}{b} p} \operatorname{sh} \lambda_i \frac{l}{2b} p, & |z| \geqslant \frac{l}{2}, \end{cases} \tag{7}$$

l — протяженность пакета.

Отсюда для поперечной (радиальной) и продольной составляющих напряженности электрического поля соответственно находим

$$E_r = \frac{8\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_1\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2} \varphi(\lambda_i, z), \tag{8}$$

где $\varphi(\lambda_i, z)$ определяется выражением (7);

$$E_z = \frac{8\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2} \psi(\lambda_i, z), \tag{9}$$

где

$$\psi(\lambda_i, z) = \begin{cases} e^{-\lambda_i \frac{l}{2b} p} \operatorname{sh} \lambda_i \frac{z}{b} p, & |z| \leqslant \frac{l}{2}, \\ \frac{z}{|z|} e^{-\lambda_i \frac{|z|}{b} p} \operatorname{sh} \lambda_i \frac{l}{2b} p, & |z| \geqslant \frac{l}{2}. \end{cases} \tag{10}$$

Используя принцип суперпозиции, полученные выражения можно применить и для расчета поля периодической последовательности пакетов.

2. ПРОДОЛЬНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПАКЕТА

Исследуем зависимость продольной составляющей поля пакета E_z от различных величин, входящих в выражение (9).

1. Изменение E_z внутри пакета определяется выражением

$$E_z|_{z \leqslant 0{,}5l} = \frac{8\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2} e^{-\lambda_i \frac{l}{2b} p} \operatorname{sh} \lambda_i \frac{z}{b} p. \tag{11}$$

При $z \ll l$ и $z \ll b$ в связи с быстрой сходимостью ряда и наличием равенства $\operatorname{sh} \lambda_1 \frac{z}{b} p \approx \lambda_i \frac{z}{b} p$ поле можно с достаточной степенью точности выразить формулой

$$E_z = \frac{8\pi b\rho}{\varepsilon} \frac{J_0\left(\lambda_1 \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_1 p)}{\lambda_1 [J_1(\lambda_1)]^2} e^{-\lambda_1 \frac{l}{2b} p} \frac{p}{b} z. \tag{12}$$

Отсюда следует, что в центральной части пакетов закон изменения E_z по радиусу будет определяться цилиндрической функцией $J_0\left(\lambda_1 \frac{r}{b} p\right)$, а по оси — линейной функцией z, независимо от соотношения размеров пакета l/b.

2. Для продольной составляющей поля на границе пакета ($z = 0{,}5l$) формулу (11) можно преобразовать в выражение

$$E_z|_{z=0{,}5l} = \frac{4\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2} \left(1 - e^{-\lambda_i \frac{l}{b} p}\right). \tag{13}$$

В том случае, когда размеры пакетов определяются соотношением $l/b \geqslant 1$ и степень заполнения ими экрана велика, экспоненциальный член выражения (13) оказывается значительно меньше единицы. Тогда

$$E_z|_{z=0,5l} = \frac{4\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2}. \quad (14)$$

Если же радиус пакета b равен радиусу экрана a, т. е. $p = 1$, то

$$E_z|_{z=0,5l} = \frac{4\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right)}{\lambda_i^2 J_1(\lambda_i)}. \quad (15)$$

Из полученных выражений следует, что поле длинного пакета не зависит от его протяженности l. Наибольшая величина E_z существует на оси пакета, т. е. в точке с координатами $z = 0{,}5\ l$ и $r = 0$. В частности, для пакетов, у которых $l/b \geqslant 1$ и $p = 1$, оно будет определяться выражением

$$E_{z_0}|_{z=0,5l} = \frac{4\pi b\rho}{\varepsilon} \sum_i \frac{1}{\lambda_i^2 J_1(\lambda_i)}. \quad (16)$$

Отношение выражений (15) и (16) показывает, что радиальное изменение

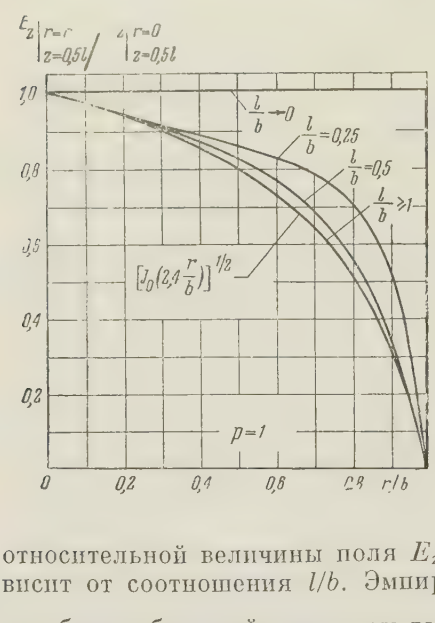


Рис. 2. График изменения продольной составляющей поля пакета на его торцовой границе ($z = 0{,}5\ l$) в зависимости от радиальной координаты. Кривая функции $[J_0(2{,}4\frac{r}{b})]^{1/2}$ практически совпадает с кривой, соответствующей $l/b \geqslant 1$

относительной величины поля E_z/E_{z_0} на границе длинного пакета не зависит от соотношения l/b. Эмпирически найдено, что это изменение может быть с большой точностью выражено функцией (рис. 2) $\left[J_0\left(2{,}4\frac{r}{b}\right)\right]^{1/2}$.

Исследуя поле на границе пакета, уместно сравнить его с полем на границе пакета с бесконечно большим радиусом ($b = \infty$), величина которого определяется выражением

$$E_z|_{b=\infty} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \frac{l}{2}. \quad (17)$$

Из отношения выражений (13) и (17) следует, что относительная величина продольного поля пакета равна

$$E'_z|_{z=0,5l} = \frac{E_z|_{z=0,5l}}{E_z|_{b=\infty}} = 2\frac{b}{l} \sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b} p\right) J_1(\lambda_i p)}{\lambda_i^2 [J_1(\lambda_i)]^2} \left(1 - e^{-\lambda_i \frac{l}{b} p}\right). \quad (18)$$

В случае длинного пакета ($l \geqslant b$) поле E'_z будет изменяться прямо пропорционально отношению b/l (рис. 3).

Исследуем поле E_z на границе узких пакетов. Из отношения выражений (11) и (17) при $z = 0{,}5l$ и $p = 1$ находим

$$E'_z\big|_{z=0,5l} = \frac{2b}{l}\sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right)}{\lambda_i^2 J_1(\lambda_i)} e^{-\lambda_i \frac{l}{2b}} \operatorname{sh}\lambda_i \frac{l}{2b}, \qquad (19)$$

откуда следует, что по мере того как $l/b \to 0$, в связи с тем, что

$$\left.\frac{\operatorname{sh}\lambda_i \frac{l}{2b}}{\lambda_i \frac{l}{2b}}\right|_{l/b\to 0} \to 1; \quad \left. e^{-\lambda_i \frac{l}{2b}}\right|_{l/b\to 0} \to 1,$$

выражение для поля на границе узкого пакета ($l/b \to 0$) запишется в виде

$$E'_z\big|_{z=0,5l} = 2\sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right)}{\lambda_i J_1(\lambda_i)} = 1. \qquad (20)$$

Последнее равенство следует из того, что ряд

$$\sum_i \frac{J_0\left(\lambda_i \frac{r}{b}\right)}{\lambda_i J_1(\lambda_i)} = \frac{1}{2}$$

для всех значений $r < b$ [1] (стр. 206).

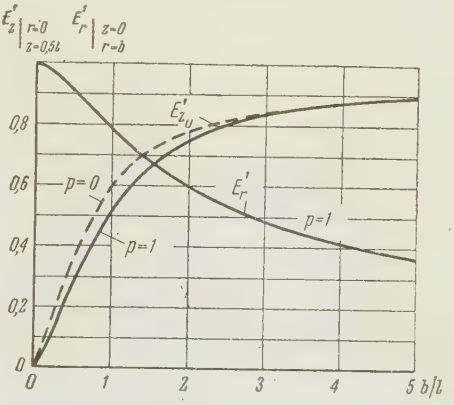


Рис. 3. График изменения максимальных относительных величин осевой и радиальной составляющих поля пакета в зависимости от соотношения размеров пакета, рассчитанных по формулам (18) и (22) (сплошные кривые) и по формуле (21) (пунктир)

Таким образом, продольная составляющая поля предельно узкого пакета не зависит от радиальной координаты и в любой точке на границе пакета, кроме точки $r = b = a$, численно равна полю пакета с бесконечно большим радиусом. Вблизи точки $r = a$ поле E_z скачком уменьшается до нуля.

Итак, результаты исследования поля на границе пакета показывают, что в зависимости от соотношения размеров пакета l/b относительная величина продольной составляющей поля на оси пакета может изменяться

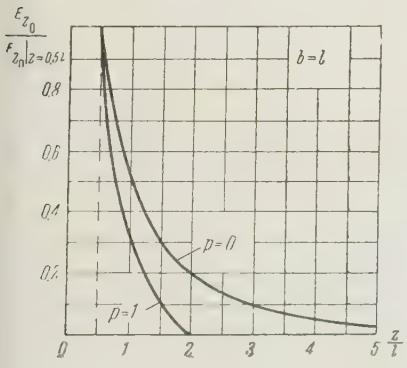


Рис. 4

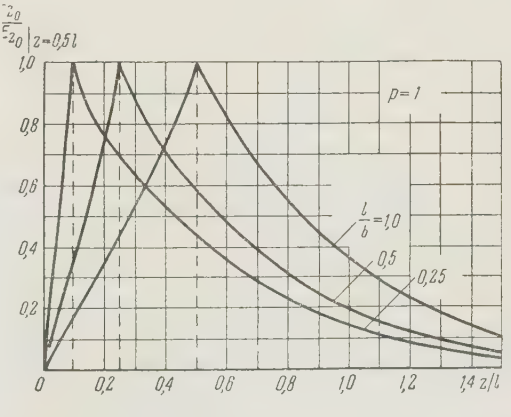


Рис. 5

Рис. 4. График изменения поля вдоль оси пакета при наличии ($p = 1$) и в отсутствие ($p = 0$) экрана

Рис. 5. График изменения осевой составляющей поля внутри и вне пакета

от нуля до величины, равной полю пакета с бесконечно большим радиусом.

Для определения степени влияния экрана на осевое поле на границе пакета ($z = 0{,}5\ l$) был произведен расчет этого поля в зависимости от отношения l/b для двух предельных случаев: когда экран вплотную прилегает к боковой поверхности пакета ($p = 1$) и когда экран удален от боковой поверхности пакета в бесконечность (рис. 3). В первом случае для расчета использовалось выражение (19) при $r = 0$ и во втором — известное выражение [3] (стр. 57)

$$E_z' = 1 + \frac{b}{l}\sqrt{\left(\frac{z}{b} - \frac{l}{2b}\right)^2 + 1} - \frac{b}{l}\sqrt{\left(\frac{z}{b} + \frac{l}{2b}\right)^2 + 1} \qquad (21)$$

при $z = 0{,}5l$.

Из сравнения полученных кривых видно, что экран заметно влияет на осевое поле пакета лишь в длинных пакетах ($l \geqslant b$).

3. Исследование поля E_z снаружи пакета показывает, что продольная составляющая поля при $z > 0{,}5l$ быстро затухает с координатой z, причем скорость затухания зависит от наличия экрана. В том случае, когда экран вплотную прилегает к боковой поверхности пакета, поле на оси пакета E_{z_0} практически полностью отсутствует во всех точках, удаленных от центра пакета на расстояние $z \geqslant 2b$ (рис. 4). Изменение поля E_{z_0} в зависимости от координаты z для некоторых значений l/b показано в виде кривых на рис. 5.

3. РАДИАЛЬНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПАКЕТА

Радиальное поле пакета E_r можно рассчитать по формуле (8). Исследование показывает, что максимальное значение этого поля имеет место в центре боковой граничной поверхности пакета ($r = b$, $z = 0$).

На рис. 3 представлена зависимость максимального радиального электрического поля пакета E_r' от соотношения размеров пакета l/b. Величина поля E_r' определяется как отношение выражения (8) к выражению для поля бесконечно длинного пакета

$$E_r' = \frac{E_r\Big|_{\substack{r=b\\z=0}}}{E_{r_\infty}} = \frac{E_r\Big|_{\substack{r=b\\z=0}}}{\frac{2\pi\rho}{\varepsilon}\,b}. \qquad (22)$$

Величина радиального поля пакета конечной длины оказывается, как это и следовало ожидать, меньше, чем величина поля пакета бесконечной длины.

Учитывая, однако, тот факт, что плотность пространственного заряда в пакете может быть в несколько раз выше, чем плотность объемного заряда в отсутствие пакетирования, следует считать, что величина расфокусирующих радиальных сил, действующих на периферийные электроны пакета, может значительно превосходить величину этих сил в невозмущенном потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Снеддон, Преобразования Фурье, перев. с англ., ИЛ, 1955.
2. Э. Камке, Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, перев. с нем., ИЛ, 1950.
3. Электронные лампы, ч. I, перев. с англ. под ред. С. А. Оболенского, Изд. Советское радио, 1953.

Поступила в редакцию
18 XII 1959

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЭМИТТЕРОВ ИЗ КАРБИДА ВОЛЬФРАМА ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Ю. В. Зубенко

В электронном микроскопе наблюдались эмиттеры — острия из W_2C.

Полученные фотографии теневых изображений кончиков острий показали, что вершины монокристаллических острий из W_2C закруглены, причем закругление не есть полусфера, симметричная относительно оси острия, а поверхность более сложной кривизны.

С точностью до разрешающей способности электронного микроскопа установлено отсутствие плоских участков на вершине острия.

При карбидировании происходит сильная деформация кончика острия.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На экране автоэлектронного проектора наблюдался переход кубической объемно-центрированной решетки вольфрама в гексагональную решетку карбида вольфрама W_2C, происходящий в монокристалле, расположенном на вершине острия — эмиттера [1, 3].

Было замечено, что с появлением изображения, соответствующего W_2C, снижается напряжение, при котором начинается автоэлектронная эмиссия. Так как работа выхода карбида вольфрама, по-видимому, равна работе выхода вольфрама, то снижение напряжения может быть обусловлено только увеличением локальной напряженности поля у острия в результате изменения структуры поверхности [2]. В работах по исследованию процесса карбидирования вольфрамовых проволок [4—7] также указано, что при карбидировании существенно меняется структура поверхности проволок.

Для эмиссионного изображения, полученного с острия из W_2C (рис. 1, *б*), характерно наличие двух сильно эмиттирующих областей: окрестность базисной грани и пояс из боковых граней (1100), (1210) гексагональной призмы. Эти области разделены участком, с которого практически эмиссии нет.

Если на поверхность кристалла W_2C напылять торий или барий, которые понижают работу выхода карбида вольфрама, то с темного участка эмиссия появляется только при очень больших покрытиях [2]. В то же время торий и барий хорошо адсорбируются в окрестности базиса и на боковых гранях, эмиссия с которых возрастает.

На основании этих наблюдений можно сделать следующие предположения о структуре эмиттирующей поверхности кристалла W_2C: 1) области сильной эмиссии возможно являются выступами, образованными в результате структурных превращений в процессе карбидирования; выступы появляются по направлениям, характерным для гексагональной решетки, и составлены из граней гексагональной призмы; 2) неэмиттирующий участок может соответствовать углублению, поэтому локальное поле здесь настолько мало, что даже значительное уменьшение работы выхода не приводит к появлению с него эмиссии; большое же количество тория или бария, по-

мимо уменьшения работы выхода, возможно увеличивает и локальное поле, и на темном промежутке видны теперь эмиттирующие участки [2].

Выяснению действительной конфигурации эмиттирующего кончика острия из карбида вольфрама и посвящена настоящая работа.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Монокристаллические вольфрамовые острия, закрепленные на дужке из вольфрамовой проволоки диаметром 0,1 *мм*, превращались в монокристаллы W_2C по методу, изложенному в [2]. Переход контролировался по автоэмиссионному изображению и считался законченным, когда вместо картины чистого вольфрама (рис. 1, *а*) появлялась картина карбида вольфрама (рис. 1, *б*).

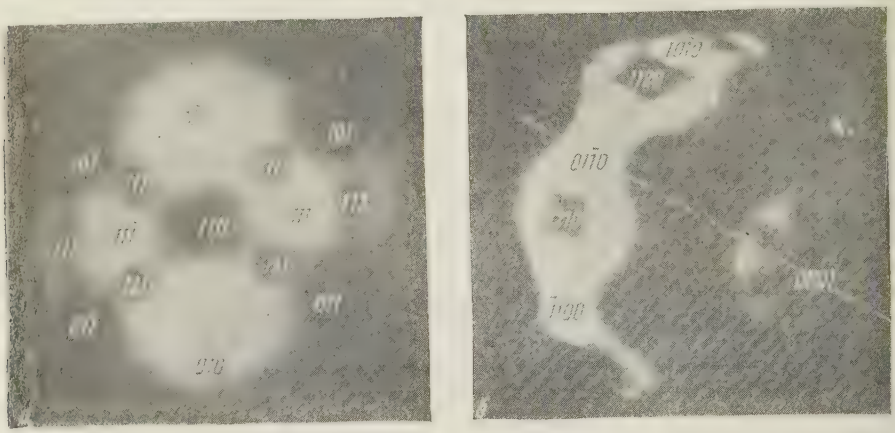


Рис. 1. Автоэмиссионные изображения:
а — чистый вольфрам; *б* — карбид вольфрама W_2C

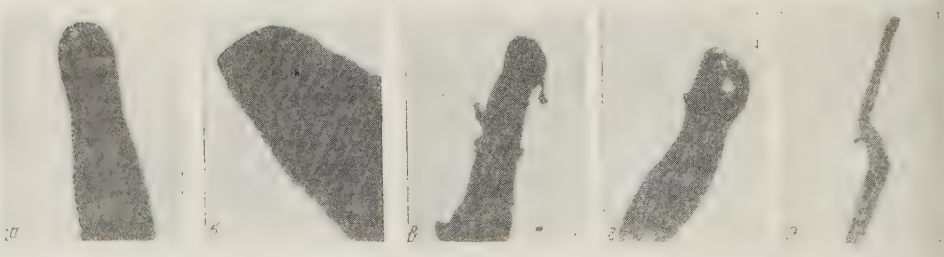


Рис. 2. Острия — эмиттеры, видимые в электронном микроскопе:
а — перестроенное вольфрамовое острие, увеличение 20 000; *б* — острие из W_2C, увеличение 18 000—20 000; *в* — *д* — острия из W_2C, увеличение 10 000

Размеры исходных вольфрамовых острий колебались в пределах: длина 1,4—1,7 *мм*, радиус закругления 0,3—0,5 *мк*.

Карбидированные острия вынимались из проектора, вклеивались в оправки электронного микроскопа и отсоединялись от дужки.

В электронном микроскопе ЭМ-3 мы имели возможность наблюдать теневое изображение вершин острий из W_2C. Плоскость теневого изображения проходила по направлению, обозначенному на рис. 1, *б*. На рис. 2, *б* — *д* представлено несколько таких изображений, типичных для монокристаллических острий из карбида вольфрама. На этих фотоснимках ясно видно, что поверхность карбидированного вольфрамового острия столь же гладкая, как и в случае чистого вольфрама (рис. 2, *а*). С точ-

остью до разрешающей способности микроскопа никаких выступов или глублений не наблюдалось. Однако, если вершина вольфрамового острия, прокаленного в вакууме или перестроенного в поле, имеет вид полусферы и симметрична относительно оси острия, то вершина карбидированного острия резко несимметрична.

Эмиссионное изображение в первом случае обычно располагается симметрично относительно центра экрана. Во втором случае картина всегда сдвинута в сторону, и центр ее симметрии не совпадает с центром экрана.

Пренебрегая возможными искажениями электрического поля в проекторе, можно считать, что детали эмиссионного изображения располагаются точно над определенными участками эмиттирующей поверхности. При этом допущении форма вершины острия из карбида вольфрама хорошо согласуется с эмиссионным изображением. Часть поверхности вершины острия с наибольшей кривизной соответствует поясу боковых граней. По направлению [1000] поверхность имеет меньшую кривизну и отделена от пояса промежутком, кривизна которого очень мала. Этому промежутку на эмиссионном изображении соответствует темная область между базисной и боковыми гранями.

Рис. 3. Острие из W_2C, видимое в оптическом микроскопе, увеличение 60

Уплощения на таких остриях обычно не наблюдались. Следует отметить, что на теневом изображении участки поверхности острия, имеющие форму дисков, только тогда будут видны как уплощения, когда плоскости их окажутся перпендикулярными плоскости теневого изображения. Вероятность такого удачного расположения, по-видимому, очень мала. Только в одном случае удалось обнаружить плоский участок на поверхности острия (рис. 2, *в*). Всего исследовалось 15 острий из карбида вольфрама.

При карбидировании вольфрамовые острия заметно деформируются. Тонкая часть, непосредственно прилегающая к вершине, многократно изгибается. Это очень хорошо видно на рис. 2, *д* и фотографии (рис. 3), полученной в оптическом микроскопе.

Автор выражает искреннюю благодарность И. Л. Сокольской за ценные советы и интерес к работе, а также М. И. Руденку за помощь при работе с электронным микроскопом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Зубенко, И. Л. Сокольская, Доклад на 8-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Радиотехника и электроника, 1958, **3**, 8, 1100.
2. Ю. В. Зубенко, И. Л. Сокольская, Радиотехника и электроника, 1960, **5**, 8, 1327.
3. А. П. Комар, Ю. Н. Таланин, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1956, **20**, 10, 1137.
4. K. Becker, Z. Matallkunde, 1928, **20**, 12, 437.
5. K. Becker, Z. Elektrochem., 1928, **34**, 9, 640.
6. E. Brüche, H. Mahl, Z. techn. Phys., 1936, **17**, 3, 81.
7. C. W. Horstings, J. Appl. Phys., 1947, **18**, 1, 95.

Поступила в редакцию
24 IX 1960

1961 № 3

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК. Ч. II. ЭЛЕКТРОПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ АТОМЫ

Ю. Г. Птушинский

Изучалось влияние адсорбции атомов цезия и бария на сопротивление и работу выхода тонких напыленных пленок никеля и вольфрама. Наряду со значительным уменьшением работы выхода, адсорбция не приводит к заметному изменению сопротивления пленок.

В связи с проблемами катодной электроники вопрос о механизме влияния адсорбции активных пленок на работу выхода твердых тел является очень актуальным. В [1] описаны результаты исследования влияния адсорбции дипольных молекул BaO и CsCl на сопротивление и работу выхода тонких, в основном металлических пленок, целью которого было получение некоторых сведений об электронном взаимодействии в таких системах и его роли в механизме уменьшения работы выхода при адсорбции.

Вполне закономерным является выполнение подобных исследований с такой же целью для случая адсорбции щелочных и щелочноземельных атомов, которая, как известно [2, 3], сопровождается значительным уменьшением работы выхода.

В литературе опубликован весьма обширный экспериментальный материал о воздействии газовых молекул (как правило, электроотрицательных) на сопротивление тонких металлических пленок (например, [4—7]) и вместе с тем отсутствуют данные, относящиеся к адсорбции электроположительных щелочных или щелочноземельных атомов. Это обстоятельство делает выполнение подобных исследований для случая адсорбции щелочных и щелочноземельных атомов тем более обоснованным.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния адсорбции атомов бария и цезия на сопротивление и работу выхода тонких напыленных пленок переходных металлов никеля и вольфрама, а также исследованию влияния адсорбции бария на сопротивление пленки никеля, предварительно покрытой некоторым количеством кислорода (порядка мономолекулярного).

Конструкция и техника изготовления экспериментальных ламп, технология приготовления исследуемых пленок, а также методика измерений были такими же, как в [1], и поэтому мы не останавливаемся на их описании, а скажем несколько слов об источниках атомных пучков.

Источником бария служила нагреваемая пропусканием тока танталовая трубка с отверстием для выхода атомного пучка, наполненная размельченными геттерными таблетками БАТИ. Доброкачественность такого источника была проверена масс-спектрометрически. Источником цезия служила капля цезия, помещенная в тщательно вакуумированной стеклянной ампуле. При необходимости напыления цезия ампула разбивалась и отросток, в котором она находилась, слегка подогревался.

Адсорбция атомов бария и цезия проводилась при температуре металлической пленки ~78° К. Толщина пленок была $\sim 10^{-6}$ *см*. Исследования проводились при давлении остаточных газов $2 \cdot 10^{-9}$ *мм* рт. ст.

На рис. 1 представлены измеренные одновременно зависимости работы выхода (кривая φ) и сопротивления (кривая R) никелевой пленки от

ремени напыления на нее атомов бария. Как видно из рисунка, работа ыхода никелевой пленки при адсорбции атомов бария уменьшается приерно так же, как в случае системы Ba — W [8]. И в этом случае на кривой зависимости $\varphi(n)$ (n — концентрация адатомов, пропорциональная в анном случае времени напыления) имеется минимум. Из рис. 1 видно

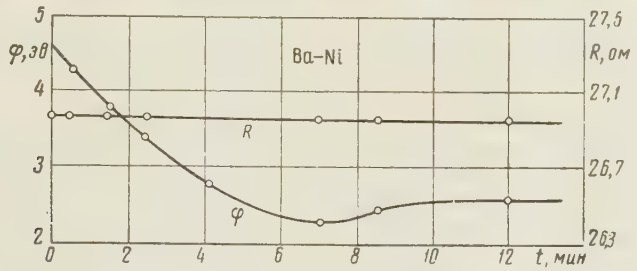


Рис. 1. Зависимость φ и R никелевой пленки от времени напыления бария

также, что сопротивление никелевой пленки при адсорбции атомов бария остается неизменным. При более длительном напылении бария сопротивление уменьшается, что связано с шунтирующим действием слоя адатомов, которое, однако, нас не интересует и на рис. 1 и последующих рисунках не показано.

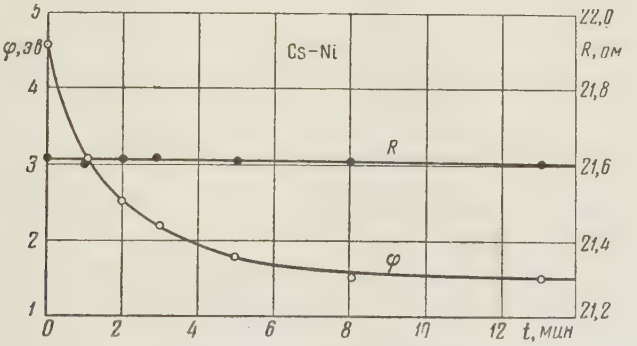


Рис. 2. Зависимость φ и R никелевой пленки от времени напыления цезия

На рис. 2 приведены зависимости работы выхода и сопротивления (кривые φ и R соответственно) от времени напыления атомов цезия. Мы видим, что и в этом случае уменьшение работы выхода на ~3 *эв* не сопровождается изменением сопротивления.

Такой же результат был получен при напылении цезия на чистую вольфрамовую пленку (рис. 3) и напылении бария на никелевую пленку (рис. 4), предварительно покрытую кислородом (так, что ее работа выхода увеличилась на 0,6 *эв*).

Таким образом, во всех без исключения проведенных нами опытах с ситемами Ba — Ni, Cs — Ni, Ba — O — Ni и Cs — W существенное уменьшение работы выхода не сопровождается изменением электрического сопротивления пленки.

В [1] показано, что адсорбция молекул BaO (и CsCl) наряду со снижением работы выхода металлических пленок приводит к повышению их сопротивления, которое, однако, не связано с изменением концентрации электронов в пленке и, таким образом, не является, вероятно, результатом электронного взаимодействия. Было высказано предположение, что

изменение сопротивления происходит в результате изменения условий рассеяния электронов у поверхности пленки, вызванного адсорбцией таких молекул.

В отличие от этого явления, адсорбция атомов цезия и бария не приводит, по-видимому, к существенному изменению условий рассеяния электронов. Вряд ли можно предположить, что во всех случаях возрастание сопротивления пленки за счет изменения условий рассеяния электронов у поверхности в точности компенсируется уменьшением сопротивления за счет электронного перехода (если он имел бы место).

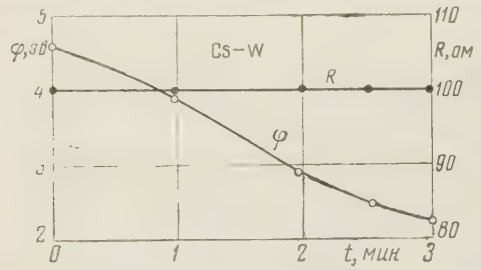


Рис. 3. Зависимость φ и R вольфрамовой пленки от времени напыления цезия

На первый взгляд, отсутствие изменения сопротивления пленки при столь существенном понижении ее работы выхода свидетельствует о том, что средняя степень ионизации адсорбированных атомов очень мала, и изменение работы выхода происходит в основном вследствие соответствующей поляризации адатомов. Однако более внимательное рассмотрение этого вопроса показывает, что одни лишь эти данные, хотя и не противоречат такой точке зрения, но и не дают достаточных оснований для ее подтверждения.

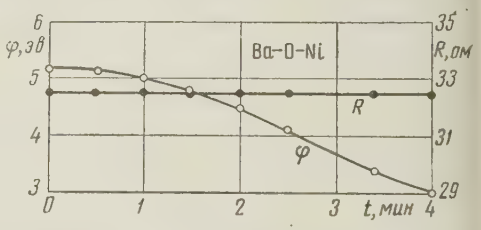


Рис. 4. Зависимость φ и R никелевой пленки, покрытой кислородом, от времени напыления бария

Действительно, можно представить, что, несмотря на значительную среднюю степень ионизации адатомов, вызывающей уменьшение работы выхода и, несомненно, повышение концентрации электронов вблизи поверхности пленки (эти электроны экранируют заряд расположенных на поверхности положительных ионов), сопротивление пленки существенно не изменится вследствие очень малой подвижности этих электронов, обусловленной наличием положительных ионов на поверхности, по сравнению с подвижностью электронов проводимости в объеме.

Таким образом, значительное уменьшение работы выхода металлических пленок при адсорбции атомов цезия и бария не сопровождается изменением их сопротивления. Однако одни лишь приведенные данные не позволяют пока прийти к определенным заключениям о механизме изменения работы выхода. Для этого необходимо привлечь результаты других экспериментов.

В заключение автор выражает благодарность Н. Д. Моргулису за внимание и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Птушинский, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 10, 1663.
2. Ж. де-Бур, Электронная эмиссия и явления адсорбции, ОНТИ, 1934.
3. Л. Добрецов, Электронная и ионная эмиссия, ГИТТЛ, 1952.
4. R. Suhrmann, Z. Elektrochem., 1956, 60, 804.
5. J. Broeder, L. van Reijen, W. Sachtler, G. Schuit, Z. Elektrochem., 1956, 60, 838.
6. R. Suhrmann, G. Wedler, H. Heyne, Z. phys. Chem. (BRD), N. F., 1959, 22, 336.
7. P. Zwitering, H. Koks, C. van Heerden, J. Phys. Chem., 1959, 11, 18.
8. Ю. Ведула, В. Гаврилюк, Укр. фіз. ж., 1958, 3, 632.

Поступила в редакцию
29 VII 1960

МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Г. Н. Застенкер, Г. С. Солнцев, Б. Н. Швилкин

Процесс формирования высокочастотного разряда низкого давления в воздухе изучается осциллографированием разрядного тока и интенсивности свечения. Предложен механизм установления стационарного состояния, в основе которого лежит представление о двух стадиях развития разряда. В течение первой стадии электрическое поле во всем разрядном промежутке однородно. Во второй стадии высокочастотное напряжение перераспределяется между средней и приэлектродными частями разрядного промежутка.

Экспериментальные данные о длительности обеих стадий находятся в качественном согласии с излагаемой теорией.

ВВЕДЕНИЕ

На основании экспериментальных данных о развитии высокочастотного разряда низкого давления [1] время формирования разряда * можно разделить на две части: время, в течение которого концентрация электронов нарастает по экспоненциальному закону ($t_{эксп}$), и время, в течение которого рост концентрации замедляется и устанавливается ее стационарное значение.

В литературе [3, 4, 2] указан способ расчета напряжения зажигания $U_з$ и $t_{эксп}$ в предположении, что элементарные процессы в разряде в течение этой стадии связаны только с высокочастотным полем в разрядном промежутке, не меняющимся по величине в процессе развития разряда. Однако, основываясь на этом предположении, нельзя определить напряжение горения и полную длительность формирования $t_{форм}$. Величина напряженности ВЧ-поля, необходимая для поддержания постоянной концентрации электронов в разряде, рассчитана для водорода и аргона. Вопрос о длительности процесса установления постоянной концентрации в настоящее время остается открытым. Решение этой задачи связано с анализом таких факторов, замедляющих рост концентрации электронов, как перераспределение ВЧ-поля в разрядном промежутке, образование пространственного заряда и др. Влияние первого из этих факторов на ход вольтамперной характеристики установившегося разряда исследовано для разряда в воздухе в [5].

В настоящей работе приведены экспериментальные данные по изучению формирования ВЧ-разряда низкого давления в воздухе. Дана оценка времени формирования на основе предположения, что установление стационарного разряда происходит в результате перераспределения ВЧ-напряжения.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение времени формирования ВЧ-разряда проводилось в воздухе при давлениях 0,4—30 *мм* рт. ст. и частотах поля 12,0; 6,0 и 3,3 *Мгц* в трубке с внешними электродами в виде дисков (диаметр электродов

* Под временем формирования $t_{форм}$ мы понимаем время от появления в разрядном промежутке свободного электрона, способного вызвать пробой, до установления стационарного состояния.

70 *мм*, расстояние между ними 21 *мм*). Время формирования измерялось осциллографированием разрядного тока и интенсивности свечения газа в разрядном промежутке при помощи методики и аппаратуры, описанных ранее [1, 5].

По осциллограммам определялось время $t_{эксп}$ от начала формирования разряда до момента отклонения закона нарастания тока или свечения разряда от экспоненциального, а также полное время формирования $t_{форм}$. В работе [1] время формирования разделено на две стадии с точки зрения возможности регистрации изменения состояния газа в разрядном промежутке. Однако физически более обоснованно такое разделение времени формирования разряда на стадии, которое основано на преобладании тех или иных процессов, определяющих изменение концентрации электронов. Поэтому в этой же работе для сопоставления экспериментальных данных с теорией использована величина $t_{эксп}$.

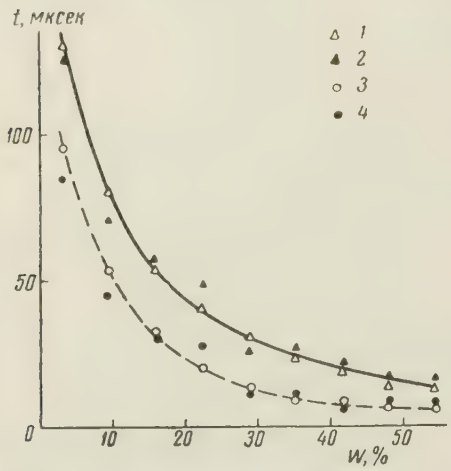


Рис. 1. Зависимость времени экспоненциального роста и полного времени формирования разряда от перенапряжения, $p = 10$ *мм* рт. ст., $f = 12$ *Мгц*:

1 — $t_{форм}$ по осциллограммам интенсивности свечения; 2 — $t_{форм}$ по осциллограммам разрядного тока; 3 — $t_{эксп}$ по осциллограммам интенсивности свечения; 4 — $t_{эксп}$ по осциллограммам разрядного тока

На рис. 1 представлена зависимость времени экспоненциального роста и полного времени формирования ВЧ-разряда от перенапряжения при давлении 10 *мм* рт. ст. и частоте поля 12 *Мгц*. Данные о времени форми-

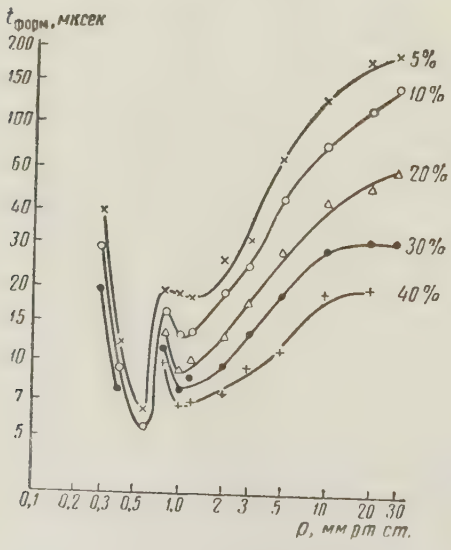


Рис. 2

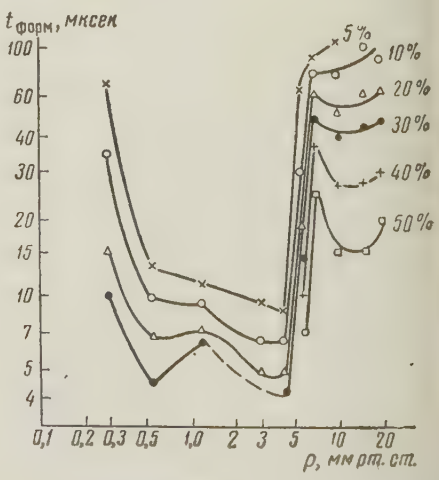


Рис. 3

Рис. 2. Время формирования разряда на частоте 12 *Мгц* (цифры у кривых — перенапряжение в процентах)

Рис. 3. Время формирования разряда на частоте 6 *Мгц* (цифры у кривых — перенапряжение в процентах)

ования, полученные осциллографированием разрядного тока и свечения аза, незначительно отличаются друг от друга. Аналогичные результаты или получены при других давлениях и частотах колебаний.

Результаты измерений полного времени формирования разряда во всем исследованном диапазоне давлений представлены на рис. 2 и 3. Сложный ход кривых объясняется существованием в этой области давлений и частот поля двух видов высокочастотного разряда, называемых в дальнейшем α- и γ-разрядами (см. [9] и [5]). В α-разряде основную роль играют процессы в объеме, а при переходе к γ-разряду начинает сказываться эмиссия электронов из стеклянных стенок, прилегающих к электродам. Эти виды разряда имеют различное строение. Существование двух видов разряда объясняет появление второго минимума на характеристике зажигания ВЧ-разряда (см., например, [10, 9, 11]).

При переходе одного вида разряда в другой время формирования резко уменьшается (для 6 *Мгц* более, чем в 10 раз). Величина *pd*, соответствующая переходу, мало отличается от значений, приведенных в [11] для скачка напряжения зажигания. При частоте 12 *Мгц* α-разряд существует для давлений, бо́льших 0,7 *мм* рт. ст., а при частоте 6 *Мгц* — для давлений, бо́льших 6 *мм* рт. ст.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящее время существуют две точки зрения на зажигание разряда в диапазоне частот 10^5— 10^8 *гц*. Одна из них рассматривает процесс зажигания разряда с учетом влияния положительного объемного заряда, возникающего в промежутке вследствие различной инерционности электронов и положительных ионов (см., например, [7, 8]). Искажение поля этим зарядом приводит к зависимости напряжения зажигания от частоты ВЧ-колебаний.

Другая группа работ [4, 2, 6] объясняет зажигание разряда, рассматривая баланс электронов в разрядном промежутке в предположении, что поле в промежутке остается однородным в процессе развития разряда. При этом принимаются во внимание ионизация атомов газа электронным ударом, диффузия электронов и образование отрицательных ионов.

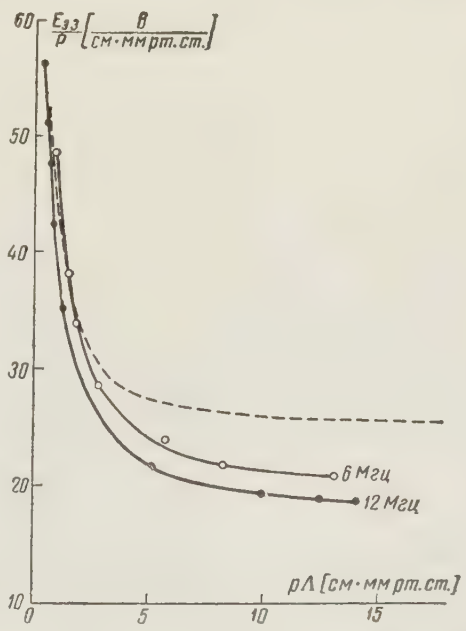


Рис. 4. Приведенная пробойная напряженность поля. Пунктир — расчетные данные [4]; сплошные линии — экспериментальные результаты

Дрейф электронов в высокочастотном поле учитывается путем изменения диффузионной длины разрядного промежутка [9, 6]. Влияние частоты ВЧ-поля на напряжение зажигания разряда, согласно этим представлениям, может быть обусловлено, во-первых, изменением эффективности электрического поля (т. е. изменением величины энергии, передаваемой электрону полем) и, во-вторых, изменением амплитуды колебаний электронов, т. е. изменением «эффективной» диффузионной длины.

На рис. 4 пробойные характеристики разрядного промежутка, полученные на частотах 6 и 12 *Мгц*, сопоставлены с расчетной кривой из ра-

боты [4]. Данные для частоты 3,3 *Мгц* не приведены, так как там существует только γ-разряд, не описываемый данной теорией. При малых pd кривые отличаются незначительно, а при больших pd экспериментальные кривые лежат ниже теоретической, причем максимальное расхождение достигает 20—30%. По-видимому, это расхождение, как и различие между результатами для 6 и 12 *Мгц*, связано с тем, что расчет был выполнен без учета искажения поля объемным зарядом.

Теоретический расчет времени формирования ВЧ-разряда, приведенный ниже, выполнен ради упрощения без учета влияния объемного заряда.

Установление стационарного состояния высокочастотного разряда в условиях, когда значительный объемный заряд не образуется, может быть вызвано, по нашему мнению, перераспределением поля в разрядном промежутке.

Перераспределение напряжений между различными областями разрядного промежутка вызывается обеднением электронами приэлектродных областей, а значит, и уменьшением их проводимости (см. [5]). Принимается идеализированная схема распределения концентрации, такая, что в приэлектродных областях размером d_1 концентрация электронов равна нулю (через них течет емкостной ток) и в средней части разрядного промежутка размером $d - 2d_1$ (d — длина разрядного промежутка) концентрация электронов одинакова во всех точках, а проводимость является комплексной. На основании этой гипотезы можно получить [5] связь между напряженностью электрического поля в центральной зоне E_0, концентрацией электронов n и амплитудой напряжения на разрядном промежутке V_0:

$$E_0 = \frac{V_0}{\sqrt{d^2 - bn + cn^2}}, \qquad (1)$$

$$b = \frac{16\pi e^2 d d_1}{m\left(\nu_{cm}^2 + \omega^2\right)}, \qquad c = \frac{1}{\nu_{cm}^2 + \omega^2}\left(\frac{8\pi e^2 d_1}{\omega m}\right)^2,$$

где ω — частота поля; ν_{cm} — частота соударений; e, m — заряд и масса электрона.

Рассмотрим процессы в разрядном промежутке при развитии ВЧ-разряда.

В начале формирования разряда, когда концентрация электронов мала, второе и третье слагаемые подкоренного выражения формулы (1) малы по сравнению с d^2. Напряженность поля во всех точках разрядного промежутка при этом одна и та же. Заметное изменение напряженности поля в средней зоне наступает при таких концентрациях, когда

$$n \simeq \frac{0{,}1 d \omega \nu_{cm} m}{8\pi e^2 d_1}. \qquad (2)$$

До этого момента времени нарастание концентрации происходит по экспоненциальному закону, и никакие тормозящие факторы не сказываются. После достижения такой концентрации наступает согласно (1) снижение напряженности поля в средней зоне разряда и замедление роста концентрации. Вместе с этим возникает перераспределение напряжения между этой зоной разряда и приэлектродными областями, т. е. напряженность в средней зоне уменьшается, а в приэлектродных — возрастает. Этот момент времени соответствует $t_{эксп}$. Переход к стационарному состоянию заключается в том, что напряженность поля в средней зоне падает до минимального значения, необходимого для поддержания стационарной концентрации. Если элементарные процессы в ходе развития разряда не изменяются, то эта напряженность поля равняется пробойной (так как условие баланса числа электронов в разрядном проме-

утке совпадает в данном случае с условием пробоя). Если же характер ементарных процессов при формировании разряда меняется (напри-ер, уменьшается скорость диффузии вследствие перехода от свободной иффузии к двуполярной), то стационарная напряженность поля будет иже пробойной.

Нарастание электронной концентрации и спад напряженности поля средней зоне для двух различных перенапряжений схематически по-азаны на рис. 5. Переход к ста-ионарному состоянию соответст-ует моменту времени $t_{форм}$; на-пряженность поля имеет в конце азвития разряда величину $E_{стац}$, концентрация — $n_{стац}$.

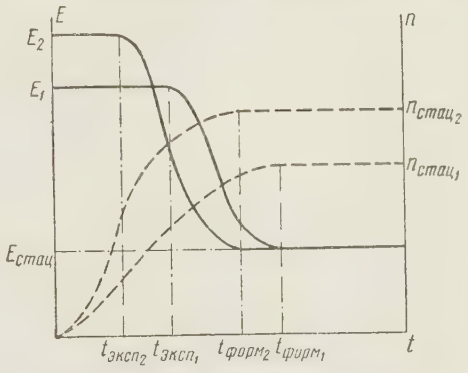


Рис. 5. Схема изменения амплитуды напряженности высокочастотного поля и концентрации электронов в средней зоне в процессе развития разряда

Таким образом, согласно при-ятой гипотезе формирования раз-яда, в процессе развития разряда онцентрация электронов автома-ически возрастает до такой вели-ины, чтобы обеспечить уменьше-ие напряженности электрическо-о поля в средней зоне до вели-ины $E_{стац}$. Величина $E_{стац}$ опре-еляется уравнением баланса и не ависит от приложенного к труб-ке напряжения. Концентрация лектронов $n_{стац}$ в соответствии с тим будет тем больше, чем выше приложенное напряжение.

Исходя из изложенных представлений, можно рассчитать длительность процесса установления стационарной концентрации электронов и ход этой концентрации в зависимости от времени.

Решение уравнения баланса электронов в разрядном промежутке приводит к следующему закону нарастания концентрации во времени:

$$t = \int_{n_0}^{n} \frac{dn}{n\left[(\nu_и - \nu_з) - \frac{D}{\Lambda^2}\right]}, \qquad (3)$$

где n_0 — начальная концентрация электронов; $\nu_и$ — коэффициент иони-зации; $\nu_з$ — коэффициент захвата электронов нейтральными молекулами; D — коэффициент диффузии; Λ — диффузионная длина разрядной области.

В течение первой стадии формирования разряда напряженность поля не меняется и поэтому уравнение (3) переходит в

$$t = \frac{\ln \frac{n}{n_0}}{(\nu_и - \nu_з) - \frac{D}{\Lambda^2}}. \qquad (3а)$$

При этом предполагается, что в течение времени экспоненциального нарастания концентрации диффузия электронов является свободной. На рис. 6 сопоставлены экспериментальные результаты для $t_{эксп}$ с расчетными данными, приведенными в работе [4]. Эксперимент подтверждает характер зависимости $pt_{эксп}$ от $E_э/p$, хотя и не дает точного совпадения. Для давлений свыше 5—10 *мм* рт. ст. величина $pt_{эксп}$ не зависит от pd, что свидетельствует о доминирующей роли захвата электронов по сравнению с диффузией на стенки. Возможными причинами расхождения являются, во-первых, неучет теорией дрейфа электронов и, во-вторых, пренебрежение полем объемного заряда.

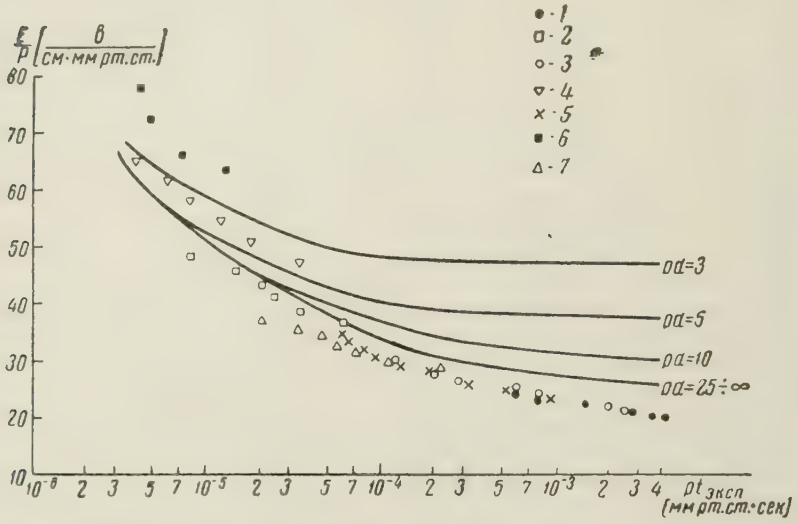


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных длительности стадии экспоненциального нарастания концентрации электронов:

сплошные линии — теоретические кривые [4]; экспериментальные точки для *1* — $pd = 63$ *мм* рт. ст.; *2* — $pd = 6{,}3$ *мм* рт. ст.; *3* — $pd = 40$ *мм* рт. ст.; *4* — $pd = 4{,}2$ *мм* рт. ст.; *5* — $pd = 21$ *мм* рт. ст.; *6* — $pd = 2{,}5$ *мм* рт. ст.; *7* — $pd = 10{,}7$ *мм* рт. ст.

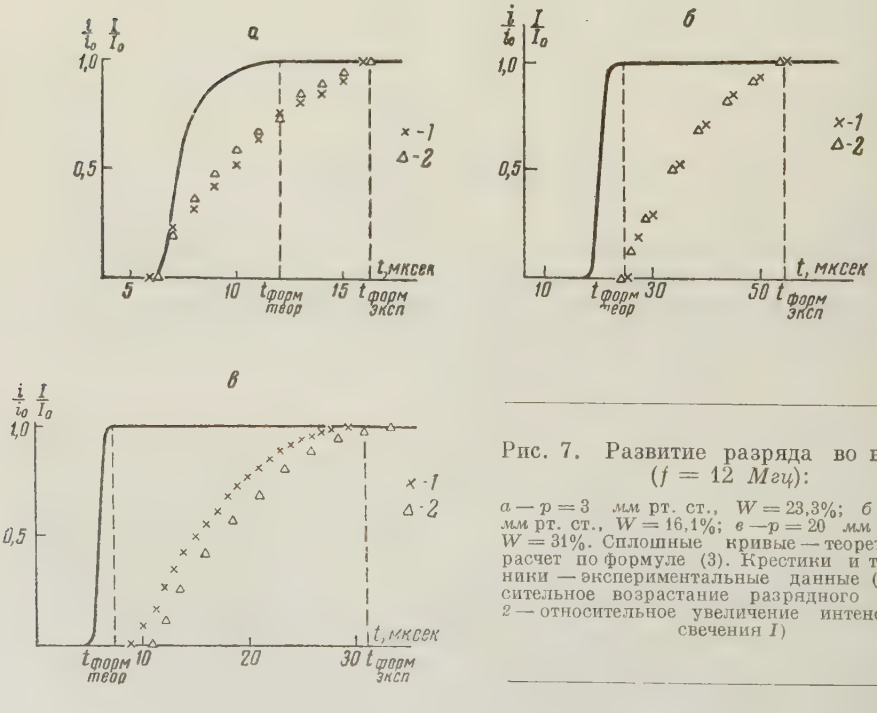


Рис. 7. Развитие разряда во времени ($f = 12$ *Мгц*):

а — $p = 3$ *мм* рт. ст., $W = 23{,}3\%$; *б* — $p = 10$ *мм* рт. ст., $W = 16{,}1\%$; *в* — $p = 20$ *мм* рт. ст. $W = 31\%$. Сплошные кривые — теоретический расчет по формуле (3). Крестики и треугольники — экспериментальные данные (*1* — относительное возрастание разрядного тока i; *2* — относительное увеличение интенсивности свечения I)

Рассмотрим теперь стадию формирования разряда, в течение которой ствуют факторы, замедляющие рост концентрации электронов и приящие разряд к стационарному состоянию. В этой стадии напряженность я в средней зоне с течением времени падает и поэтому в формуле (3) ффициенты $\nu_и$, $\nu_з$ и D уже нельзя считать не зависящими от времени. пользуя связь напряженности поля в средней части разряда и концен- ции электронов в ней (1), можно по формуле (3) рассчитать время, не- одимое для нарастания концентрации до стационарного значения. обходимая для расчета зависимость $\nu_и - \nu_з$ от напряженности поля для сокочастотного разряда в воздухе приведена в работе [4]. Далее счита- что в этой стадии развития разряда диффузия уже является двуполяр- й. Вследствие этого захват электронов молекулами электроотрицатель- о газа становится преобладающим процессом и членом D/Λ^2 в (3) мож- пренебречь. Величина конечной концентрации при данном значении пряжения на разрядном промежутке определяется из условия стацио- рности (прирост числа электронов вследствие ионизации компенсируется ылью их вследствие захвата, т. е. $\nu_и = \nu_з$). Ввиду отсутствия аналити- кой зависимости $\nu_и - \nu_з$ от напряженности поля интеграл (3) вычис- ется численно. Необходимая для расчета величина d_1 определялась ука- ным в [5] способом.

Результаты этих расчетов и сопоставление их с экспериментальными ными о развитии во времени разрядного тока и интенсивности свече- приводятся для различных условий на рис. 7, *а*, *б*, *в*. Кривые относи- льного изменения интенсивности свечения и разрядного тока совпадают уг с другом.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что едложенная гипотеза о механизме развития высокочастотного разряда зволяет объяснить переход к стационарному ВЧ-разряду. Однако ко- чественное совпадение теоретической и экспериментальной скоростей ста концентрации электронов не имеет места. А именно, эксперименталь- е нарастание свечения и тока происходит в 2—10 раз медленнее, чем о должно быть по теории.

Одна из возможных причин объяснения этого факта связана с уже упо- нутым выше различием между расчетными и экспериментальными зна- ениями приведенной пробойной напряженности поля. Расхождение меж- теоретическими и экспериментальными величинами $E_{эз}/p$, так же как между соответствующими величинами времени формирования, тем боль- , чем больше $p\Lambda$ (рис. 4 и 7). Так как $\nu_и - \nu_з$ — возрастающая функция E/p, то, следовательно, более быстрое нарастание концентрации элек- онов в теории объясняется завышенными по сравнению с экспериментом ачениями $E_{эз}/p$.

Таким образом, различие между ходом расчетных и экспериментальных кривых на рис. 4 и 7 можно считать обусловленным одной и той причиной, а именно, искажением поля объемным зарядом.

ВЫВОДЫ

1. Экспериментально установлено, что а) время формирования высокочастотного разряда низкого давления в воздухе при данных условиях составляет 5—200 *мксек*; б) переход от α-разряда к γ-разряду сопровождается резким уменьшением времени формирования.

2. Описанный механизм развития высокочастотного разряда, обусловленный перераспределением напряжения в разрядном промежутке, позволяет качественно объяснить установление стационарного состояния.

3. Сопоставление времени экспоненциального нарастания интенсивности свечения и разрядного тока с теоретическими расчетами [4] дает удовлетворительные результаты.

4. Сопоставление вычисленной длительности второй стадии развития разряда с экспериментом приводит к значительному расхождению (в 2 раза при давлении 3 *мм* рт. ст. и в 10 раз при давлении 20 *мм* рт. ст.), что указывает на необходимость учета в теории роли объемного заряда, особенно при больших давлениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Застенкер, Г. С. Солнцев, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, 23, 8, 934.
2. M. A. Herlin, S. C. Brown, Phys. Rev., 1948, 74, 3, 291; 1948. 74, 8, 910.
3. M. P. Madan, E. I. Gordon, S. J. Buchsbaum, S. C. Brown, Phys. Rev., 1957, 106, 5, 839.
4. L. Gould, L. W. Roberts, J. Appl. Phys., 1956, 27, 10, 1162.
5. Г. Н. Застенкер, Г. С. Солнцев, Б. Н. Швилкин, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 10, 1709.
6. T. Kihara, Rev. Mod. Phys., 1952, 24, 1, 45.
7. H. Böcker, Arch. Elektrotechnik, 1937, 31, 2, 166.
8. W. Fucks, L. Graf, G. Mucs, H. G. Müller, Z. Phys., 1956, 145, 1, 1.
9. С. М. Левитский, ЖТФ, 1957, 27, 5, 970; 1957, 27, 5, 1001.
10. Sh. Githens, Phys. Rev., 1940, 57, 4, 822.
11. W. G. Townsend, G. C. Williams, Proc. Phys. Soc., 1958, 72, 467, ч. V, 823.

Поступила в редакцию
29 VI 1960

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОК В ТРУБКАХ ТИПА ПЕННИНГА

И. М. Поляк

Экспериментально исследованы условия, при которых в цепи катодов трубки типа Пеннинга вместо ионного тока течет электронный ток. Произведено измерение энергии электронов, текущих на коллектор.

ВВЕДЕНИЕ

Трубки типа Пеннинга используются как ионизационный манометр [1, 2], источник ионов [3, 4] и высоковакуумный насос [5, 6, 7]. В таких трубках были обнаружены высокочастотные колебания [7, 8].

Механизм процессов, протекающих в трубках типа Пеннинга, исследован Рейхруделем и его сотрудниками [9, 10]. Объектом исследования был ионный ток, необходимый для нормальной работы всех вышеуказанных приборов.

В наших экспериментах установлено, что существует такое значение напряженности магнитного поля H для данного анодного напряжения U_a, при котором в цепи катодов трубки типа Пеннинга вместо ионного тока течет электронный ток. Первым результатам исследования этого электронного тока и посвящена настоящая статья.

1. КОНСТРУКЦИЯ ТРУБКИ И КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ

Схема экспериментальной трубки приведена на рис. 1. Катодом служит цилиндр Венельта *1* с небольшим отверстием в его торце. В плоскости этого отверстия помещается накаленная вольфрамовая спираль. Таким образом мы имеем плоский катод с источником термоэлектронной эмиссии в его центре. Кольцевой анод *2* и заземленный через прибор плоский электрод *3* — коллектор являются обычными электродами трубки типа Пеннинга. Трубка помещена в область однородного магнитного поля достаточно длинного соленоида. Внутрь трубки, соединенной с вакуумной установкой, входит не указанная на рис. 1 система рычагов на резиновом уплотнении, дающая возможность перемещать электроды под вакуумом.

В работе Смирницкой и Рейхруделя [11] приведен расчет траектории электронов в высоком вакууме для трубок типа Пеннинга. Расчет содержит неопределенные константы, так как он выполнен для электрона, тем или иным способом попавшего в плоскость анода при $t = 0$. Если не учитывать ионизацию газа, то для электрона, эмиттированного катодом, расположенным в точке на оси трубки, расчет значительно упрощается, и его результаты удается сравнить с экспериментальными данными.

На рис. 1 указаны оси координат и нужные для расчета обозначения. Однородное магнитное поле направлено вдоль оси z, а для электрического поля аксиальной симметрии, как известно, распределение потенциала в цилиндрических координатах определяется выражением

$$U(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{U^{(2n)}(z)}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n}, \qquad (1)$$

где $U(z)$ — распределение потенциала на оси; $U^{(2n)}(z)$ — производная порядка $2n$ от $U(z)$. Если для $U(z)$ взять выражение, предложенное

Смирницкой и Рейхруделем [11], то ряд (1) сведется к трем слагаемым

$$U(r, z) = U_0 + \frac{U_0}{2d^2} r^2 - \frac{U_0}{d^2} z^2, \qquad (2)$$

где U_0 — потенциал в центре анодного кольца.

При таком распределении потенциала в междуэлектродном пространстве простые преобразования уравнений движения электрона, вылетевшего из точки с координатами $(-d, 0)$, приводят к уравнениям

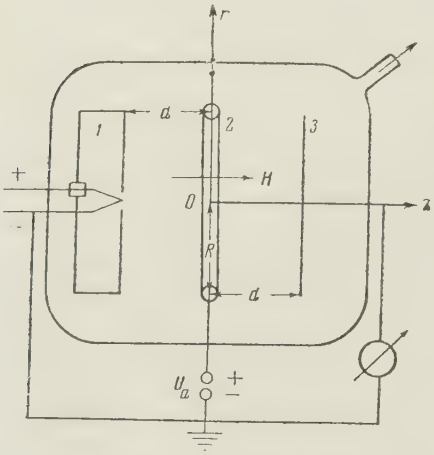


Рис. 1

$$\ddot{z} + \frac{2eU_0}{md^2} z = 0, \qquad (3)$$

$$\dot{\Theta} = \frac{eH}{2mC}, \qquad (4)$$

$$\ddot{r} + \left[\left(\frac{eH}{2mC}\right)^2 - \frac{eU_0}{md^2}\right] r = 0. \qquad (5)$$

Как известно, последнее уравнение имеет три решения: $r = A \operatorname{sh}(\omega t + \alpha)$ при $H < H_к$; $r = Bt + C$ при $H = H_к$ и $r = D \times \sin(\omega t + \beta)$ при $H > H_к$, где $H_к$ — критическое значение магнитного поля, определяемое из условия

$$\frac{eH_к}{2mC} = \left(\frac{eU_0}{md^2}\right)^{1/2}. \qquad (6)$$

Итак, для системы электродов в трубке и однородного магнитного поля электрон, вылетевший из катода, совершает колебания вдоль оси z, вращается вокруг оси z, движется вдоль оси r апериодически, если $H \leqslant H_к$, или совершает вдоль оси r колебания, если $H > H_к$.

УСЛОВИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА

По результатам наших измерений были построены кривые зависимости тока на коллектор $I_з$ в функции от напряженности магнитного поля H для разных анодных напряжений U_a и разных междуэлектродных расстояний d. При измерениях тока были приняты меры по ограничению вторичной эмиссии с поверхности коллектора, возникающей от загрязнений электрода во время работы трубки. На всех этих кривых имеется остро выраженный максимум в области электронного тока. Одна из таких кривых приведена на рис. 2 для случая $d = 15$ *мм*, $U_a = 440$ *в*, $P = 4{,}4 \cdot 10^{-5}$ *мм* рт. ст. На кривой вверх от оси H отложен электронный ток, вниз — ионный ток.

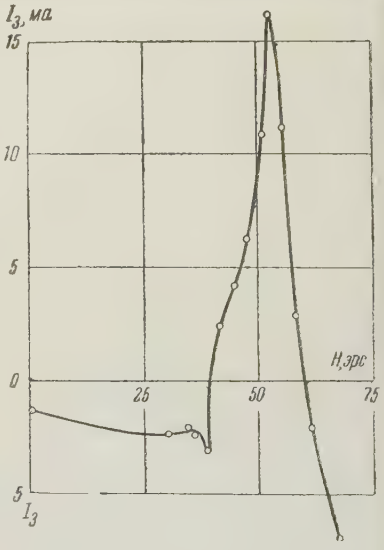


Рис. 2

Для данного d каждому анодному напряжению U_a соответствует значение H, при котором электронный ток на коллектор достигает максимума. Такие значения U_a и H для $d = 15$ *мм* приведены в первых двух столбцах таблицы. В третьем столбце указаны критические значения напряженности магнитного поля $H_к$, вычисленные по формулам (2) и (6) при условии $d = R$, $U(r, z) = U_a$ при $z = 0$ и $r = R$ (радиус

кольцевого анода трубки $R = 15$ *мм*). Из таблицы видно, что значения H и $H_к$ очень близки.

Следовательно, можно считать, что условием возникновения электронного тока в цепи коллектора является равенство $H = H_к$. Некоторый интервал значений H, при которых существует электронный ток, обусловлен, очевидно, неидеальностью системы электродов.

$U_а$, *в*	H, *эрс*	$H_к$, *эрс*
440	52,5	54,4
480	55,5	56,8
520	57,5	59,0
560	60,0	61,3
600	61,5	63,5

При условии $H = H_к$, согласно решению уравнения (5), электрон, вылетевший из катода, описывает в междуэлектродном пространстве коническую спираль. Увеличивающийся со временем радиус спирали остается очень малым, так как постоянная B в решении уравнения (5) есть радиальная составляющая начальной скорости электрона, которая очень мала из-за однородности электрического поля у катода. Итак, при $H = H_к$ пучок электронов сужается и плотность электронного тока на оси трубки сильно возрастает. Таково условие, при котором на коллектор в трубках типа Пеннинга течет электронный ток.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Самым простым объяснением наличия электронного тока в цепи коллектора было бы следующее: электроны у катода обладают максвелловским распределением скоростей, соответствующим температуре катода, и средней энергией порядка 0,3—0,4 *эв*. За счет этой энергии и течет в цепи коллектора электронный ток. Но самые простые измерения показали, что это не так.

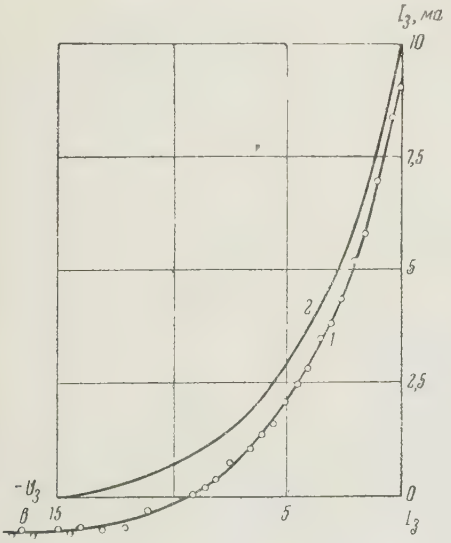


Рис. 3

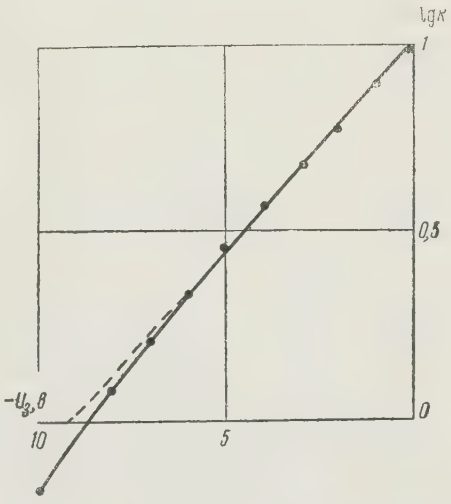


Рис. 4

Мы воспользовались коллектором как зондом и, подавая на него задерживающий потенциал относительно катода, измерили ток на коллектор. На рис. 3 приведена зависимость тока на коллектор $I_з$ в функции от задерживающего потенциала $U_з$ (кривая *1*) для $U_а = 440$ *в*, $H = 51$ *эрс*, $p = 15$ *мм* и $P = 2 \cdot 10^{-5}$ *мм* рт. ст. Кривая *2* на этом же рисунке соответствует чистому электронному току на коллектор и получена введением поправки на ионный ток так, как это обычно делается при обработке зондовых характеристик.

На рис. 4 приведена зависимость логарифма этого тока в функции от задерживающего потенциала. Эта кривая содержит явно выраженный

прямолинейный участок, что можно интерпретировать как наличие у электронов распределения скоростей типа максвелловского. Из наклона этого прямолинейного участка была найдена «температура» электронов, которая для случая, изображенного на рис. 3, оказалась равной 253 000° К, что соответствует средней энергии электронов 33 *эв*.

Полученное значение температуры электронов можно считать достаточно достоверным, так как в работе Бома и других [12] показано, что способ определения температуры электронов из зондовой характеристики остается в силе и при наличии магнитного поля.

Итак, средняя энергия электронов у поверхности коллектора в 100 раз больше, чем у поверхности катода. Очевидно, при $H = H_к$ электроны где-то в потоке приобретают дополнительную энергию, которая обеспечивает им продвижение в цепь электрода с отрицательным потенциалом. Приобретение электронными потоками дополнительной энергии в магнитном поле — давно известный факт. Электроны высокой температуры до 10^6 °К были найдены еще Ленгмюром [13] в газовом разряде. Позже Вигдорчик, а за ним Линдер обнаружили электроны аномально высокой энергии в магнетроне [14, 15]. Этот эффект имеет место и в других приборах, где применяется магнитная фокусировка. Однако до сих пор не существует законченной теории этого эффекта. Его толкование в работах многих исследователей [16—20] и по сей день служит предметом дискуссии. В этом свете исследование аномально высокой энергии электронов в трубках типа Пеннинга представляет научный интерес. Кроме того, по-видимому, следует иметь в виду наличие электронного тока при градуировке ионизационных манометров.

ВЫВОДЫ

Установлено, что при данном анодном напряжении существует такое значение напряженности магнитного поля, при котором в цепи коллектора трубки типа Пеннинга вместо ионного тока течет ток электронный.

Это явление имеет место при $H = H_к$, где $H_к$ — критическое значение напряженности магнитного поля, начиная с которого в системе в плоскости, перпендикулярной оси, появляются колебания электронов.

Показано, что средняя энергия электронов у коллектора примерно в 100 раз больше, чем у катода.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. M. Penning, Physica, 1937, 4, 1, 71.
2. H. Maesta, Z. angew. Phys., 1956, 8, 12, 598.
3. C. F. Barnet, P. M. Stier, C. E. Evans, Rev. Scient. Instrum., 1953, 24, 5, 394.
4. J. Kistemaker, I. Snieder, Physica, 1953, 19, 10, 950.
5. H. Schwarz, Rev. Scient. Instrum., 1953, 24, 5, 371.
6. Н. Д. Моргулис, ЖТФ, 1955, 25, 9, 1667.
7. Э. М. Рейхрудель, Г. В. Смирницкая, А. И. Борисенко, Радиотехника и электроника, 1956, 1, 2, 253.
8. M. Bayet, G. Dumas, Compt. rend. Acad. Sci., 1953, 236, 17, 1648.
9. Э. М. Рейхрудель, А. В. Чернетский, В. В. Михневич, И. А. Васильева, ЖТФ, 1952, 22, 12, 1945.
10. Э. М. Рейхрудель, Вестн. Моск. ун-та, 1953, 8, 87—100.
11. Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейхрудель, Радиотехника и электроника, 1957, 2, 10, 1303.
12. D. Bohm, E. H. S. Burhop, H. S. W. Massey, National nuclear energy series USA, 1949. Division I, vol. 5, The use of probes for plasma exploration in strong magnetic fields.
13. I. Langmuir, Phys. Rev., 1925, 26, 7, 585.
14. И. М. Вигдорчик, ЖТФ, 1936, 6, 10, 1657.
15. E. S. Linder, Proc. I. R. E., 1938, 26, 3, 346.
16. A. V. Haeff, Proc. I. R. E., 1949, 37, 1, 4.
17. W. Veith, Z. angew. Phys., 1955, 7, 9, 437.
18. D. Gabor, E. Ash, D. Dracott, Nature, 1955, 176, 4489, 916.
19. D. Gabor, E. Ash, Proc. Roy. Soc. A, 1955, 228, 11, 75.
20. В. П. Тычинский, Ю. Т. Деркач, Радиотехника и электроника, 1956, 1, 2, 233.

Поступила в редакцию
18 I 1960

1961 № 3

НОВЫЙ ВАРИАНТ МЕТОДА ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ КОНТАКТОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ В ДИАПАЗОНЕ СВЧ

Ю. Ф. Соколов

Предложен метод, при помощи которого можно определять комплексные сопротивления контактов, выполненных в патроне, до частот ~9400 *Мгц* при любой конструкции диодной головки.

ВВЕДЕНИЕ

Методы измерения сопротивлений контактов полупроводниковых диодов, основанные на определении картины стоячей волны (ксв и фазы) в линии, нагруженной диодом, являются различными вариантами метода четырехполюсника [1]. Сущность этого метода состоит в следующем. Если патрон диода с контактной проволокой, диодную головку к отрезок линии до некоторой плоскости начала отсчета l представить в виде линейного четырехполюсника *, то имеет место соотношение

$$z = \frac{a\zeta + 1}{b\zeta + c}, \tag{1}$$

где ζ — сопротивление в плоскости l линии; z — сопротивление контакта; ζ и z являются входным и выходным сопротивлениями четырехполюсника соответственно; a, b и c — подлежащие определению постоянные четырехполюсника.

Функциональная зависимость вида (1) однозначно определена, если заданы три соответствия $z_i \to \zeta_i$, т. е. заданы три значения z и три значения ζ такие, что если $z = z_i$, то $\zeta = \zeta_i$ $(i = 1, 2, 3)$ [2]. Отсюда следует, что постоянные четырехполюсника можно получить, определив экспериментально три соответствия $z_i \to \zeta_i$. Ими обычно являются [1]

$$\begin{aligned} z = 0 &\to \zeta = \zeta_0, \\ z = \infty &\to \zeta = \zeta_\infty, \\ z = z_a &\to \zeta = \zeta_a, \end{aligned} \tag{2}$$

где z_a — некоторое известное сопротивление контакта; ζ_0, ζ_∞ и ζ_a — сопротивления в плоскости l, соответствующие сопротивлениям контакта 0, ∞ и z_a.

После того как постоянные четырехполюсника определены, уравнение (1) можно использовать для определения z по измеренному значению ζ.

В работе [3] описан вариант метода четырехполюсника (метод входных сопротивлений), в котором за плоскость начала отсчета принята плоскость контакта. Для определения z по измеренному значению ζ сопротивление в плоскости контакта представлено эквивалентной схемой рис. 1, где $C_п$ — емкость патрона; $L_к$ — индуктивность контактной проволоки. Такое представление основано на предположении, что диодная головка не дает дополнительных реактивностей **. Уравнение четы-

* Четырехполюсник включает в себя также трансформирующие устройства между диодной головкой и плоскостью l, если таковые имеются.

** Это предположение накладывает сильные ограничения на конструкцию диодной головки. Так, например, в волноводном варианте из-за наличия реактивности головки метод входных сопротивлений неприменим.

рехполюсника в этом случае имеет вид

$$z = \frac{-(1-\omega^2 L_к C_п)\zeta + j\omega L_к}{j\omega C_п \zeta - 1}. \quad (3$$

Значения $C_п$ и $L_к$ определяются из опытов в режимах холостого хода ($z = \infty \to \zeta = 1/j\omega C_п$) и короткого замыкания ($z = 0 \to \zeta = j\omega L_к / (1 - \omega^2 L_к C_п)$).

Существенным недостатком указанных методов является необходимость использовать разные патроны при определении соответствий (2) или (3) и $L_к$. Это приводит к значительным ошибкам при определении z, так как патроны неидентичны по своим параметрам [1], а это значит, что коэффициенты четырехполюсника (или $C_п$ и $L_к$) не остаются одними и теми же в процессе измерений. Ошибки за счет разброса параметров патрона резко возрастают с увеличением частоты. В коротковолновой части диапазона сантиметровых волн из-за больших ошибок упомянутые методы становятся неприменимыми.

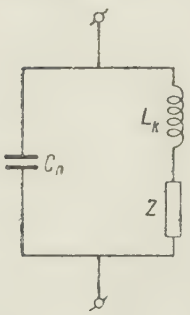


Рис. 1

Исследования реактивных свойств патрона показывают, что не все конструктивные элементы одинаково влияют на разброс его параметров [1]. Если опыты в режиме холостого хода, которые характеризуют реактивные свойства патрона без контактной проволоки, дают хорошее совпадение результатов при измерениях с разными патронами, то опыты в режиме короткого замыкания, характеризующие свойства контактной проволоки, приводят к значительному разбросу результатов для разных патронов.

Из сказанного следует, что создание метода измерения сопротивлений контактов полупроводниковых диодов в коротковолновой части диапазона сантиметровых волн возможно только в том случае, если будут исключены измерения с разными контактными проволоками или если проволока не будет включена в четырехполюсник.

В работе [1] описан метод, в котором при всех опытах используется одна и та же контактная проволока. Однако этот метод очень громоздок, не позволяет проводить повторные измерения и, что самое главное, исключает проведение исследований в широком диапазоне частот.

В настоящей работе описан вариант метода четырехполюсника, свободный от недостатков описанных выше методов. Он дает возможность измерять сопротивления контактов, выполненных в патроне, в широком частотном диапазоне, не требует использования одной и той же контактной проволоки для всех опытов, не накладывает ограничений на конструкцию диодной головки.

1. НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ КОНТАКТОВ

Исходным пунктом предлагаемого метода является переопределение четырехполюсника. Будем считать, что четырехполюсник состоит из отрезка линии до плоскости начала отсчета l, диодной головки и патрона без контактной проволоки. Определенный таким образом четырехполюсник чисто реактивный и не меняется при измерениях с разными патронами. Выходное сопротивление z' теперь будет складываться из сопротивления контакта z и включенного последовательно с ним реактивного сопротивления контактной проволоки $j\omega L_к$:

$$z' = z + j\omega L_к. \quad (4)$$

Уравнение четырехполюсника в этом случае имеет вид

$$z' = \frac{a'\zeta + 1}{b'\zeta + C'}. \quad (1a)$$

Определим плоскость l, потребовав выполнения соответствия

$$z' = \infty \to \zeta = 0. \tag{5}$$

Из (5) следует, что плоскость начала отсчета является плоскостью узла стоячей волны при опыте в режиме холостого хода.

Подстановка соответствия (5) в (1а) приводит к уравнению

$$z' = A + By, \tag{6}$$

где $A = a'/b'$; $B = 1/b'$ и $y = 1/\zeta$ — проводимость в плоскости l.

В общем случае A и B являются комплексными коэффициентами. Пусть

$$A = \alpha_1 + j\alpha_2, \tag{7}$$

$$B = \beta_1 + j\beta_2.$$

Пусть также

$$z' = r + j(x + \omega L_к), \tag{8}$$

$$y = g + jb, \tag{9}$$

где r и x, соответственно, действительная и мнимая части сопротивления контакта; g и b — действительная и мнимая части проводимости в плоскости начала отсчета.

Подставляя (7), (8) и (9) в (6) и разделяя вещественные и мнимые части, получим

$$r = \alpha_1 + \beta_1 g - \beta_2 b, \tag{10}$$

$$x = \alpha_2 + \beta_2 g + \beta_1 b - \omega L_к. \tag{11}$$

Уравнения (10) и (11) справедливы при любых r и x. Пусть $r = 0$, т. е. сопротивление контакта чисто реактивное. Поскольку четырехполюсник реактивный, то g также равно нулю и из уравнения (10) следует

$$\alpha_1 - \beta_2 b = 0. \tag{10а}$$

Так как x, а следовательно, и b произвольны, то (10а) имеет место только если

$$\alpha_2 = \beta_2 \equiv 0. \tag{12}$$

Уравнения (10) и (11) с учетом (12) принимают вид (индексы при α и β опущены)

$$r = \beta g, \tag{13}$$

$$x = \beta b + (\alpha - \omega L_к). \tag{14}$$

Итак, если плоскость начала отсчета определяется соответствием (5), то Re z зависит только от Re y, а Im z — только от Im y.

Чтобы уравнения (13) и (14) можно было применять для определения r и x по измеренным значениям g и b, нужно уметь находить коэффициенты β и $(\alpha - \omega L_к)$.

Поскольку β зависит только от свойств четырехполюсника и, таким образом, остается постоянной при измерениях с разными диодами, ее можно определить, измерив g при включении в линию диода с заранее известной величиной активной составляющей сопротивления контакта. Таковым может быть диод с омическим контактом, сопротивление которого R заведомо не зависит от частоты. Если соответствующая величина $g = g_R$, то

$$\beta = \frac{R}{g_R}. \tag{15}$$

Для исключения возможных ошибок измерения определение β целесообразно проводить для нескольких диодов с омическими контактами и затем полученные значения усреднять.

В тех случаях, когда справедлива эквивалентная схема рис. 1, β с хорошей точностью можно считать равным по величине волновому сопротивлению линии W (см. Приложение).

Значение $(\alpha - \omega L_к)$ во избежание ошибок, связанных с разбросом $L_к$, должно быть определено для исследуемого диода. Это можно сделать следующим образом.

Как известно [4], зависимость сопротивления выпрямляющего контакта z от тока постоянного положительного смещения i такова, что

$$\lim_{i\to\infty} z(i) = r_s, \tag{16}$$

где r_s — сопротивление толщи кристалла, или

$$\lim_{i\to\infty} x(i) = 0. \tag{17}$$

Отсюда следует, что по экстраполяции зависимости $b(i)$ к большим токам можно определить $(\alpha - \omega L_к)$. В самом деле, из (14) и (17) имеем

$$\alpha - \omega L_к = -\beta b_\infty, \tag{18}$$

где

$$b_\infty = \lim_{i\to\infty} b(i).$$

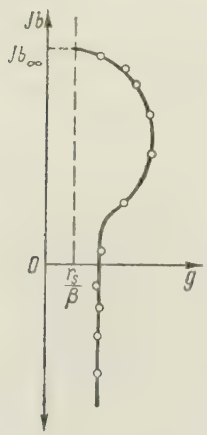


Рис. 2

Подставляя (18) в (14), получим

$$x = -\beta(b_\infty - b). \tag{19}$$

Практически определение b_∞ удобнее производить по экстраполяции y, а не b. Из (13) и (14) следует, что зависимость $y(i)$ на комплексной плоскости (g, jb) с точностью до пропорционального изменения масштаба и сдвига по мнимой оси повторяет зависимость $z(i)$ на плоскости (r, jx). Последняя зависимость при положительных i описывается уравнением окружности или прямой [4]. Если построить на плоскости (g, jb) экспериментальную зависимость $y(i)$ (см. рис. 2) и продолжить ее до пересечения с прямой $\mathrm{Re}\, y = r_s/\beta$, то согласно (13), (16), (17), (18) и (19) ордината точки пересечения равна b_∞.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Одной из основных предпосылок предлагаемого метода является предположение о неизменности четырехполюсника при смене патронов. Точность, с которой выполняется это предположение, определяет и точность метода *. Экспериментальной характеристикой воспроизводимости четырехполюсника при смене патронов является сохранение положения плоскости начала отсчета. Естественно поэтому принять за меру отклонения четырехполюсника от идеального величину среднеквадратичного отклонения $\overline{(\delta l)^2}$ положения этой плоскости.

Экспериментальное определение $\overline{(\delta l)^2}$ было проведено в диапазоне 500—9400 *Мгц*. Измерительные установки были аналогичны описанным в [1]. Измерялось положение плоскости начала отсчета при поочередном включении в диодную головку патронов без контактной проволоки. Результаты приведены в табл. 1. Величина $\overline{(\delta l)^2}$ выражена в единицах фа-

* Другие факторы, определяющие точность измерения z (аппаратурные погрешности в определении ксв и фазы), не характеризуют метод и поэтому не рассматриваются.

зового угла. В этой же таблице приведены величины соответствующих относительных ошибок определения g и b для типичных диодов. Как видно из табл. 1, предположение о неизменности четырехполюсника при смене диодов с хорошей точностью оправдывается до частот ~ 9400 *Мгц*.

Для практической реализации метода, изложенного в предыдущем параграфе, необходимо иметь диоды с омическими и не зависящими от частоты сопротивлениями контактов. Кроме того, величины сопротивлений должны лежать в разумных пределах (1—100 *ом*), чтобы g можно было измерить с достаточной точностью. Последнее условие выполняется, если в качестве материала для изготовления омических сопротивлений взять германий и делать контакты достаточно малой площади. Омический контакт можно получить путем вплавления Sn с присадкой Sb в Ge n-типа или In с присадкой Ga в Ge p-типа. Толщина пластинки d и удельное сопротивление материала ρ выбираются из условий независимости сопротивления контакта от частоты, которые имеют вид *

Таблица 1

f, *Мгц*	$\overline{\left(\delta\frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2}$	$\frac{\delta g}{g}$	$\frac{\delta b}{b}$
500	0,003	—	—
1000	0,006	$<0{,}04$	$<0{,}02$
3200	0,007	$<0{,}04$	$<0{,}02$
9400	0,012	$<0{,}07$	$<0{,}04$

$$\omega\frac{\varepsilon\rho}{4\pi}\ll 1,\qquad \Delta\simeq c\sqrt{\frac{\rho}{2\pi\omega}}\gg d, \tag{20}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость; Δ — глубина поверхностного слоя; c — скорость света.

Первое неравенство (20) определяет область значений ρ, при которых можно пренебречь током смещения, или, другими словами, шунтирующим действием собственной емкости. Второе неравенство определяет значения ρ и d, при которых можно пренебречь поверхностным эффектом.

Условия (20) приводят к следующему двойному неравенству для ρ:

$$\frac{2\pi\omega d^2}{c^2}\ll\rho\ll\frac{4\pi}{\varepsilon\omega}. \tag{21}$$

Таблица 2

f, *Мгц*	β	W
500	74±3	75
1000	75±1	75
3200	55±1	50
9400	23±1	—

В нашем случае толщина кристалла d выбрана равной 200 *мк*, максимальная частота $\omega\simeq 6\cdot 10$ *сек*$^{-1}$. При этом из (21) следует

$$0{,}15\ll\rho\ll 12. \tag{21а}$$

Согласно (21а) ρ было выбрано равным 1 *ом* · *см*.

Омические контакты изготавливались путем вплавления капель In + 1% Ga диаметром ~ 100 *мк* в Ge p-типа**. Полученный таким путем сплавной омический контакт монтировался в патрон, после чего заводилась контактная проволока. Сопротивления контактов таких диодов лежали в пределах от 8 до 30 *ом*.

В табл. 2 приведены средние значения β, определенные экспериментально при помощи этих диодов. Кроме того, в таблице представлены

* Поскольку контакт омический и, следовательно, неинжектирующий, в нем нет процессов, связанных с неравновесными носителями, которые приводят к частотной зависимости сопротивлений.

** Выбор типа материала определяется чисто технологическими соображениями.

значения волновых сопротивлений соответствующих линий. Легко видеть, что на частотах 500, 1000 и 3200 *Мгц*, когда справедлива эквивалентная схема рис. 1 [5], имеет место удовлетворительное совпадение значений β и волнового сопротивления *. Это можно считать хорошим подтверждением правильности предложенного способа определения β при помощи диодов с омическим контактом.

Предлагаемый метод был применен для измерения сопротивлений контактов германиевых диодов [6]. Измерения проводились на частотах 1000, 3200 и 9400 *Мгц*. Результаты достаточно хорошо согласуются с данными, полученными методом входных сопротивлений на частотах 1000 и 3200 *Мгц*. Результаты измерений на частоте 9400 *Мгц* показывают, что значения емкости и сопротивления контактов в запирающем направлении [6] практически не отличаются от измеренных на частоте 3200 *Мгц*. Непосредственное сравнение методов на частоте 9400 *Мгц* не было произведено, поскольку существующие методы не дают возможности измерять на этой частоте сопротивления контактов, выполненных в патроне.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Е. А. Пантелеймоновой за изготовление диодов с омическим контактом.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При выводе уравнений (13) и (14) не делалось никаких предположений о возможности представления четырехполюсника конкретной эквивалентной схемой. Конкретизация четырехполюсника, естественно, ограничивает область применения метода, однако, как показано ниже, при этом значительно упрощается процедура определения β.

Предположим, что сопротивление диода в плоскости контакта может быть представлено эквивалентной схемой рис. 1. В этом случае

$$z_{д} = \frac{1}{j\omega C_{п} + \frac{1}{z'}}, \tag{I}$$

где $z_{д}$ — сопротивление диода в плоскости контакта.

Входное сопротивление линии, нагруженной сопротивлением $z_{д}$, на расстоянии L от него равно

$$\zeta(L) = W\frac{z_{д} + jW\,\mathrm{tg}\,\gamma L}{W + jz_{д}\,\mathrm{tg}\,\gamma L}, \tag{II}$$

где $\gamma = 2\pi/\lambda$ — волновое число; W — волновое сопротивление линии.

Если определить плоскость начала отсчета соответствием (5), то из (I) и (II) следует

$$\frac{1}{\omega C_{п}} = -W\,\mathrm{tg}\,\gamma l, \tag{III}$$

где l — расстояние от плоскости контакта до плоскости начала отсчета.

Подставляя (III) и (I) в (II) и проводя ряд преобразований, получим

$$r = \frac{W}{1 + \omega^2 W^2 C_{п}^2}\,g, \tag{IV}$$

$$x = \frac{W}{1 + \omega^2 W^2 C_{п}^2}\,b + \left(\frac{\omega W^2 C_{п}}{1 + \omega^2 W^2 C_{п}^2} - \omega L_{к}\right), \tag{V}$$

где g и b — приведенные проводимости в плоскости начала отсчета.

---

* На частоте 9400 *Мгц* диодную головку с диодом нельзя представлять эквивалентной схемой рис. 1.

Легко видеть, что если обозначить

$$\beta = \frac{W}{1 + \omega^2 W^2 C_{\text{п}}^2}, \tag{IV}$$

$$\alpha = \frac{\omega W^2 C_{\text{п}}}{1 + \omega^2 W^2 C_{\text{п}}^2}, \tag{VII}$$

то уравнения (IV) и (V) совпадают соответственно с (13) и (14).

Обычно $C_{\text{п}}$ такова, что

$$\omega^2 W^2 C_{\text{п}}^2 \ll 1, \tag{VIII}$$

и из (VI) получаем

$$\beta \simeq W. \tag{IX}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. С. Русин, Н. Е. Скворцова, Ю. Ф. Соколов, Полупроводниковые приборы и их применение, Сб. статей, вып. 3, Изд. Советское радио, 1958.
2. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат, Методы теории функций комплексного переменного, ГТТИ, 1958.
3. Н. А. Пенин, Н. Е. Скворцова, Радиотехника и электроника, 1956, **1**, 8, 1071.
4. Н. А. Пенин, Н. Е. Скворцова, Радиотехника и электроника, 1958, 3, 2, 267.
5. Н. Е. Скворцова, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 3, 296.
6. С. Н. Иванов, Н. Е. Скворцова, Ю. Ф. Соколов, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 9, 1538.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
16 VII 1960

1961 № 3

ШТЫРЕВАЯ ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПАРАМАГНИТНОГО УСИЛИТЕЛЯ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Е. Г. Соловьев, Е. К. Карлова

Описана новая конструкция высокочастотного тракта парамагнитного усилителя бегущей волны, в которой использована штыревая замедляющая система, и приведены результаты экспериментального исследования.

1. ОСНОВНЫЕ СООБРАЖЕНИЯ О ВЫБОРЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

В основу разработки замедляющей системы для парамагнитного усилителя бегущей волны была положена система, описанная в работе [1]. Ряд периодически расположенных металлических штырей крепят на одной из узких стенок волновода. Между другой стенкой волновода и торцами штырей имеется зазор. Такая периодическая структура обладает свойством «замедлять» электромагнитные волны.

На основе анализа основных свойств периодических структур можно написать формулу, позволяющую ориентировочно оценить величину минимального замедления групповой скорости в первой полосе пропускания и наглядно показывающую, как нужно изменять геометрические размеры периодической структуры для получения нужных характеристик замедляющей системы (замедление, рабочий диапазон).

На рис. 1 представлена типичная дисперсионная кривая подобных замедляющих систем в координатах длина волны — отношение скорости света к фазовой скорости волны (n). Одно из интересных свойств этого графика заключается в том, что касательная к дисперсионной кривой пересекает ось ординат в точке, ордината которой дает значение замедления групповой скорости (m).

Точка *1* дисперсионной кривой соответствует длинноволновой границе полосы пропускания (поперечный резонанс). Точка *2* дисперсионной кривой соответствует π-виду колебаний или коротковолновой границе полосы пропускания (продольный резонанс).

Прямая, проведенная через точки *1* и *2*, всегда дает значение m_{12}, превышающее минимальное значение $m_{\text{мин}}$ в полосе пропускания системы.

Зная величины $\lambda_{\text{кр}}$, λ_π и n_π, можно просто определить m_{12} (см. рис. 1):

$$m_{12} = n_\pi \frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda_{\text{кр}} - \lambda_\pi} . \qquad (1)$$

Минимальное замедление групповой скорости в средней части полосы пропускания меньше, чем m_{12}, в несколько раз. Поэтому формулу (1) можно рекомендовать для ориентировочных расчетов.

Неизвестные величины λ_π и n_π, входящие в формулу (1), можно определить при помощи выражений

$$\lambda_\pi \simeq 4l; \quad n_\pi = \frac{\lambda_\pi}{2D} , \qquad (2)$$

где l — высота штыря; D — период структуры; $\lambda_{\text{кр}}$ определяется в ос-

новном геометрическими размерами поперечного сечения замедляющей системы. Для ориентировочных расчетов можно принять, что величина $\lambda_{кр}$ совпадает с критической длиной волны $П$-образного волновода с такими же размерами поперечного сечения, как и поперечное сечение штыревой замедляющей системы в месте расположения штыря. Графики работы [2] дают возможность довольно просто определить эту величину (для более точных расчетов можно воспользоваться формулами указанной работы).

Из формулы (1) следует, что для получения большего замедления групповой скорости нужно сужать полосу пропускания и уменьшать шаг периодической структуры.

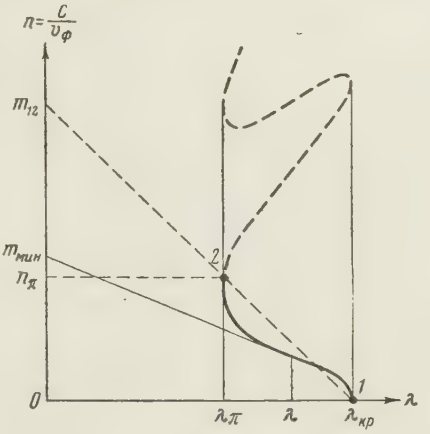


Рис. 1. Дисперсионная кривая

При подходе близко к границам полосы пропускания замедление групповой скорости резко растет и на краях полосы стремится к бесконечности. Однако участки полосы пропускания вблизи $\lambda_{кр}$ и $\lambda_п$ нельзя считать рабочими, так как, как показано ниже, в этих участках диапазона резко растет погонное затухание системы и ухудшается согласование с внешними цепями.

2. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ МАКЕТА ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Фотографии макета высокочастотного тракта парамагнитного усилителя и штыревой замедляющей системы с рубинами (розовым и красным) у основания штырей показаны на рис. 2. Отличие от системы, описанной в [1], сводится в основном к применению нового широкополосного способа согласования штыревой замедляющей системы и новому способу введения сигнала накачки.

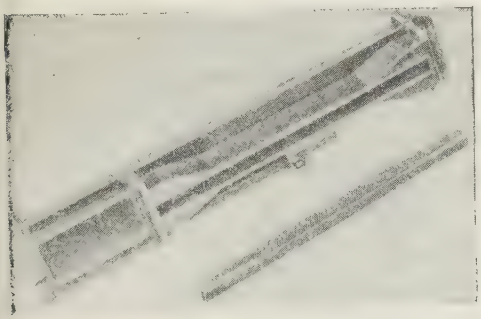


Рис. 2. Высокочастотный тракт и штыревая замедляющая система

Узел высокочастотного согласования схематически изображен на рис. 3. По краям замедляющей системы высота штырей плавно уменьшается до нуля на отрезке порядка одной длины волны, а боковые стенки образуют рупор таких размеров, чтобы критическая длина волны в каждом поперечном сечении была бы больше, чем критическая длина волны замедляющей системы. Такой способ высокочастотного согласования обеспечивает плавную трансформацию высокочастотного поля замедляющей системы в поле типа H_{10} прямоугольного волновода.

Сигнал накачки вводится при помощи прямоугольного волновода через боковую стенку в центре замедляющей системы со стороны розового рубина так, чтобы вектор поля E накачки был перпендикулярен боковой плоскости штыревой системы. Для развязки каналов рабочего сигнала и накачки используется то обстоятельство, что плоскости поляризации этих

колебаний взаимно-перпендикулярны. Уменьшением узкой стенки основного волновода до величины, когда для частоты накачки этот канал будет запредельным волноводом, можно добиться нужной степени развязки между обоими каналами. Основной сигнал не может пройти в канал накачки, так как для него волновод канала накачки также является запредельным.

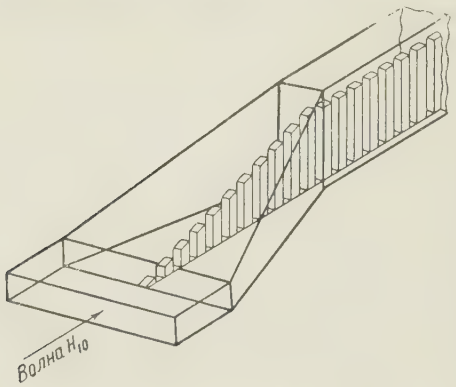


Рис. 3. Узел высокочастотного согласования

Для придания конструкции малого размера в поперечном сечении с целью помещения ее в сосуд Дюара выходной волновод и волновод накачки располагаются вдоль оси системы, а сочленение их с соответствующими отверстиями происходит при помощи плавных изгибов (см. рис. 2).

3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАКЕТА

В тексте и на рисунках все размеры и длины волн даны в относительных единицах (по отношению к средней длине волны полосы пропускания периодической структуры). Приведенные цифры замедления групповой скорости относятся к $\lambda = \lambda_{ср}$.

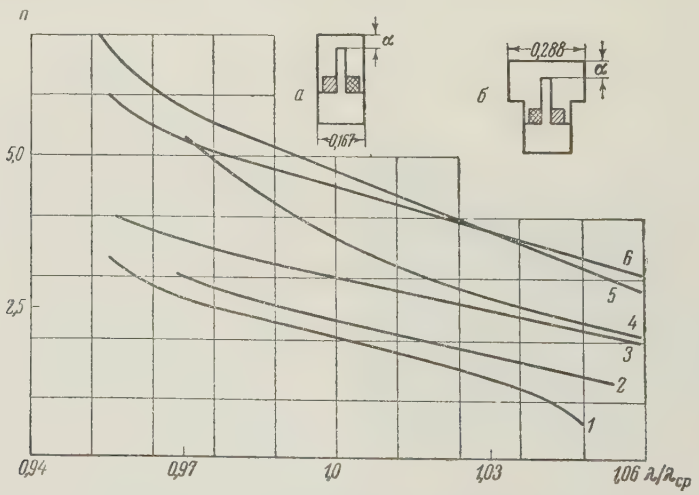


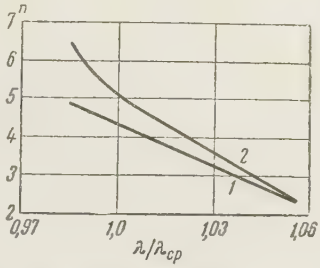
Рис. 4. Семейство экспериментальных дисперсионных характеристик для штыревой системы высотой 0,222:

кривые *1—5* относятся к системе, имеющей поперечное сечение, показанное на рис. 4, *а*; кривая *6* — к системе, показанной на рис. 4, *б*. Кривая *1* приведена для случая $\alpha = 0{,}065$, $m = 23$; *2* — $\alpha = 0{,}045$, $m = 21$; *3* — $\alpha = 0{,}030$, $m = 20$; *4* — $\alpha = 0{,}065$ с рубинами, $m = 45$; *5* — $\alpha = 0{,}030$ с рубинами, $m = 38$; *6* — $\alpha = 0{,}030$ с рубинами, $m = 28$

На рис. 4 приведено семейство экспериментальных дисперсионных характеристик исследуемой штыревой замедляющей системы. Кривые дают наглядное представление о влиянии конфигурации поперечного сечения на дисперсию: параметра α, некоторого изменения формы поперечного сечения волновода и наличия рубинов у основания штырей. Как следует из кривых, увеличение размера α и помещение рубинов у основания шты-

ей приводит к увеличению замедления групповой скорости. Изменение ормы поперечного сечения волновода (см. кривую *6*) уменьшает замедле- ие групповой скорости, что объясняется некоторым увеличением $\lambda_{кр}$. Все ривые на рис. 4 относятся к штыревой системе, имеющей следующие азмеры: высота штыря 0,222, шаг 0,033, за- ор между штырями 0,017, толщина штыря ,030.

На рис. 5 приведены аналогичные экспе- иментальные кривые для штыревой замедля-



ис. 5. Экспериментальные характеристики штыревой системы высотой 0,227:

1 — $\alpha = 0{,}065$, $m = 38$; *2* — $\alpha = 0{,}065$ с рубинами, $m = 55$

ющей системы, отличающиеся только большей высотой штыря: 0,227 вместо 0,222. Как следует из кривых, увеличение высоты штыря при сох- анении всех других размеров приводит к увеличению замедления груп- овой скорости и некоторому смещению диапазона в сторону длинных олн.

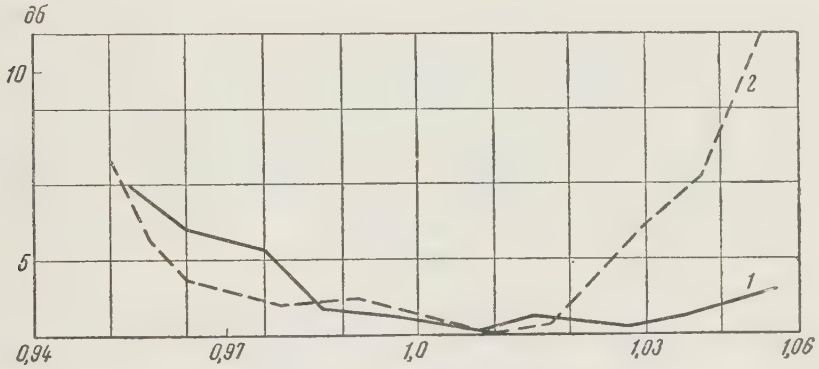


Рис. 6. Кривые затухания макета:

1 — $\alpha = 0{,}030$; *2* — $\alpha = 0{,}045$

На рис. 6 представлены кривые затухания всего макета (включая по- тери на входе и выходе) для замедляющей системы с высотой штырей 0,222. Как следует из кривых, минимальные потери в центре полосы пропуска- ния составляют 3—4 *дб* при 20° С.

Кривые КСВН основного канала имеют такой же характер изменения в диапазоне длин волн, как и кривые затухания. Почти во всей полосе пропускания, за исключением краев, КСВН не превышает 2. При подхо- де к краям полосы пропускания наблюдается резкое увеличение КСВН.

ВЫВОДЫ

1. Описанную конструкцию высокочастотного тракта парамагнитного усилителя с использованием штыревой замедляющей системы можно ре- комендовать для применения в сантиметровом и миллиметровом диапазо- нах волн.

2. Получены величины замедления групповой скорости порядка 50 ÷ ÷ 100 раз в полосе порядка 10% при затухании всего тракта в центре по- лосы пропускания 3—4 *дб*.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Grass a. oth., Bell System Techn. J., 1959, 38, 2, March, 305.
2. Л. Н. Дерюгин, Расчет критической частоты *П*-, *Н*-волноводов, Радиотехника, 1948, 3, 6, 49.

Поступила в редакцию
29 I 1960

НАСЫЩЕНИЕ ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ВРЕМЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ УСИЛЕНИЯ

Н. В. Карлов, Ю. П. Пименов, А. М. Прохоров

Определена зависимость коэффициентов усиления парамагнитных усилителей резонаторного типа и бегущей волны от мощности входного сигнала; вычислено время восстановления усиления и указан возможный путь улучшения этих параметров.

При воздействии на усилитель мощного сигнала величина усиления резко падает из-за эффекта насыщения. При снятии этого сигнала усиление достигает своего номинального значения только через некоторое время. Интересно определить зависимость величины коэффициента усиления от мощности сигнала, найти зависимость времени восстановления работы усилителя от коэффициента усиления и, наконец, указать некоторые способы укорочения времени восстановления работы усилителей.

Будем рассматривать трехуровневые усилители со вспомогательным излучением [1, 2]. Пусть в трехуровневой системе сигнальный переход осуществляется между уровнями *1* и *2*, а вспомогательное излучение осуществляет переходы между уровнями *1* и *3*. При эффекте насыщения по сигнальному переходу меняется разность населенностей $N_2 - N_1$, причем эту зависимость можно представить в виде

$$z = \frac{N_2 - N_1}{N} \frac{z_0}{1 + \frac{3}{2} W_{12} T_1}, \qquad (1)$$

где N_i — число частиц на i-м уровне; $N = \sum_1^3 N_i$ — полное число частиц; $W_{12} = \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar^2} H_c^2 T_2$ — вероятность перехода в единицу времени под воздействием сигнала; z_0 — относительная разность населенностей при $W_{12} \to 0$; T_1 — время спин-решеточной релаксации; μ_{12} — матричный элемент, соответствующий сигнальному переходу; T_2 — время спин-спиновой релаксации; H_c — величина магнитного поля сигнала. Величины z_0 и T_1 можно выразить через релаксационные вероятности

$$z_0 = \frac{w_{32} - w_{23} - (w_{21} - w_{12})}{w_{12} + 2w_{21} + w_{32} + 2w_{23}}, \qquad (2)$$

$$T_1 = \frac{2}{w_{12} + 2w_{21} + w_{32} + 2w_{23}}, \qquad (3)$$

причем

$$w_{ik} = w_{ki} l^{h\nu_{ik}/kT}; \qquad \nu_{ik} = \frac{E_i - E_k}{h}.$$

Из формулы (1) следует, что при большом сигнале величина z падает, а следовательно, падает и величина усиления. Рассмотрим этот эффект как для парамагнитных усилителей резонаторного типа, так и для парамагнитных усилителей бегущей волны.

Для резонаторных парамагнитных усилителей отражательного типа произведение коэффициента усиления по напряжению K на полосу про-

пускания Δf дается соотношением

$$(K-1)\,\Delta f = 2\nu_{12}\left(\frac{1}{|Q_м|}-\frac{1}{Q_0}\right) = A. \tag{4}$$

Тогда, считая, что ненагруженная добротность резонатора Q_0 значительно превышает магнитную добротность $|Q_м|$, получим

$$K = \frac{|Q_м| + Q_{св}}{|Q_м| - Q_{св}}, \tag{5}$$

где $Q_{св}$ — добротность связи, обусловленная потерями в линию. Так как магнитная добротность обратно пропорциональна относительной инверсии:

$$|Q_м| = \frac{a}{z}, \tag{6}$$

то с учетом соотношения (1) и связи между максимальным коэффициентом усиления K_0 и значением z_0 нетрудно получить

$$K = \frac{K_0 + \frac{3}{4}(K_0+1)W_{12}T_1}{1+\frac{3}{4}(K_0+1)W_{12}T_1}. \tag{7}$$

Из (7) видно, что при увеличении интенсивности сигнала, т. е. при $W_{12}T_1 \to \infty$, $K \to 1$. Для точного вычисления зависимости усиления от мощности сигнала необходимо знать распределения высокочастотных полей в резонаторе. Однако достаточно произвести приближенную оценку, связывая мощность сигнала $p_{вх}$ с входящей в формулу (1) величиной H_c^2 через нагруженную добротность резонатора Q при усилении K:

$$H_c^2 = \frac{2Q}{\nu_{12}}\frac{\varkappa}{v}p_{вх}, \tag{8}$$

где $\varkappa$ — фактор заполнения; v — объем рабочего вещества.

Так как

$$Q = \frac{K+1}{2}Q_{св} = (K+1)\frac{K_0-1}{K_0+1}\frac{\nu_{12}}{A}, \tag{9}$$

то из формул (1), (7) и (8) можно получить уравнение

$$K = \frac{K_0 + (K+1)(K_0-1)\,sp_{вх}}{1+(K+1)(K_0-1)\,sp_{вх}}, \tag{10}$$

где введено обозначение s для коэффициента насыщения резонаторного парамагнитного усилителя:

$$s = \frac{3}{4}\varkappa\frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar^2}\frac{T_2T_1}{vA}. \tag{11}$$

Решение уравнения (10) дает окончательно

$$K = \frac{\sqrt{1+4K_0(K_0-1)\,sp_{вх}+4(K_0-1)^2s^2p_{вх}^2}-1}{2(K_0-1)\,sp_{вх}}. \tag{12}$$

Полученные соотношения показывают, что при заданном начальном усилении в усилителе какой-либо определенной конструкции улучшения динамической характеристики можно добиться только уменьшением времени релаксации. На рис. 1 приведены графики зависимости усиления резонаторного парамагнитного усилителя от мощности входного сигнала (сплошные линии).

Время восстановления усиления $\tau_в$ после снятия полностью насыщающего сигнала до значения $K < K_0$ можно вычислить из формул (5) и (6),

если принять, что восстановление инверсии происходит по закону

$$z = z_0 (1 - e^{-t/T_1}). \tag{13}$$

Тогда

$$e^{-\tau_в/T_1} = \frac{2(K_0 - K)}{(K_0 - 1)(K+1)}. \tag{14}$$

Если условиться, что нас интересует время восстановления усиления до уровня $K = 0{,}9\,K_0$ (т. е. до усиления, которое меньше максимального на 1 *дб*), то

$$\tau_в = T_1 \ln \frac{(0{,}9\,K_0 + 1)(K_0 - 1)}{0{,}2\,K_0}. \tag{15}$$

Отсюда видно, что время восстановления усиления определяется не только временем релаксации T_1, но и величиной K_0. На рис. 2 сплошной линией показана зависимость отношения $\tau_в / T_1$ от максимального усиления резонаторного парамагнитного усилителя.

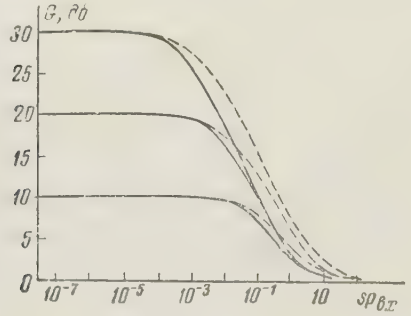


Рис. 1

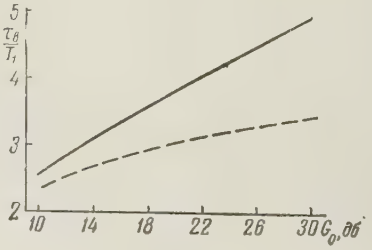


Рис. 2

Выражение для коэффициента усиления по мощности для парамагнитного усилителя бегущей волны легко получается обобщением понятия магнитной добротности на случай систем с бегущей волной. Поток энергии p, распространяющийся вдоль системы с групповой скоростью $v_{гр}$, связан с $|Q_м|$ соотношением

$$\frac{dp}{dx} = \frac{2\pi\nu_{12} p}{v_{гр}\,|Q_м|}. \tag{16}$$

Как и в предыдущем случае, $|Q_м|$ обратно пропорционально инверсии z, которая, в свою очередь, определяется формулой (1). Точное вычисление $|Q_м|$ требует конкретизации типа колебаний и распределения полей в системе с бегущей волной. Однако приближенную оценку можно дать, связав линейную плотность энергии в рассматриваемой системе $p\,|v_{гр}$ с H_c^2:

$$H_c^2 = 4\pi \frac{\varkappa}{\Omega} \frac{p}{v_{гр}}, \tag{17}$$

где $\varkappa$ — коэффициент заполнения; Ω — площадь поперечного сечения рабочего вещества.

С учетом формул (17), (6) и (1) уравнение (16) записывается в виде

$$\frac{dp}{dx} = \frac{Ap}{1 + sp}, \tag{18}$$

где A — коэффициент усиления; s — коэффициент насыщения парамагнитного усилителя бегущей волны. Как показывает прямой расчет,

$$A = \frac{8\pi^2 \varkappa n_1 r_0 |\mu_{12}|^2 T_2 \nu_{12}}{\hbar\, v_{гр}}, \tag{19}$$

$$s = \frac{6\pi\varkappa |\mu_{12}|^2 T_2 T_1}{\hbar^2 v_{\text{гр}} \Omega}, \tag{20}$$

где n_1 — линейная плотность частиц.

Уравнение (18) легко интегрируется:

$$p(x) = p_{\text{вх}} e^{Al} e^{-s[p(x)-p_{\text{вх}}]}. \tag{21}$$

Следовательно, коэффициент усиления парамагнитного усилителя бегущей волны есть

$$G \equiv \frac{p(l)}{p_{\text{вх}}} = G_0 e^{-(G-1)sp_{\text{вх}}}, \tag{22}$$

где $G_0 = e^{Al}$ — коэффициент усиления по мощности парамагнитного усилителя бегущей волны длины l при исчезающе малых входных сигналах.

На рис. 1 пунктирными линиями показаны зависимости усиления парамагнитного усилителя бегущей волны от мощности входного сигнала. Как видно из приведенных графиков, при одинаковом коэффициенте насыщения усиление парамагнитного усилителя бегущей волны уменьшается при увеличении $p_{\text{вх}}$ несколько менее резко, чем в случае резонаторного парамагнитного усилителя.

При вычислении времени восстановления усиления парамагнитного усилителя бегущей волны после снятия насыщающего сигнала следует иметь в виду, что в процессе восстановления инверсия меняется во времени по закону (13). Тогда, учитывая, что $\ln G$ пропорционален z, получаем

$$e^{-\tau_{\text{в}}/T_1} = \frac{\ln G_0 - \ln G}{\ln G_0}. \tag{23}$$

Если считать, что за время $\tau_{\text{в}}$ усиление восстановится до уровня $G = 0{,}8G_0$, т. е. на 1 *дб* не достигнет уровня максимального усиления, то

$$\tau_{\text{в}} = T_1 (\ln \ln G_0 + 1{,}51). \tag{24}$$

Таким образом, как и в случае резонаторного парамагнитного усилителя, время восстановления определяется не только величиной T_1, но и значением G_0. На рис. 2 пунктирной кривой показана зависимость отношения $\tau_{\text{в}}/T_1$ от G_0. Из графика видно, что при одинаковых T_1 и G_0 время восстановления усиления парамагнитного усилителя бегущей волны меньше, чем в случае резонаторного парамагнитного усилителя.

Из проведенного рассмотрения следует, что улучшение амплитудной и релаксационной характеристик парамагнитных усилителей должно идти по пути уменьшения времени релаксации T_1.

Это уменьшение может быть достигнуто путем увеличения рабочей температуры. Температурная зависимость релаксационных вероятностей очень зависит от концентрации хрома в корунде [3, 4] и может быть сделана достаточно сильной при работе выше температуры гелия. Однако релаксационными вероятностями определяется не только время восстановления. При их увеличении должна возрасти плотность энергии вспомогательного высокочастотного поля, так как условие насыщения по вспомогательному переходу записывается в виде

$$W_{13} = \frac{|\mu_{13}|^2}{\hbar^2} H_{\text{вс}}^2 T_2 \gg w_{ik} \simeq \frac{1}{T_1}, \tag{25}$$

где μ_{13} — матричный элемент перехода $1 \leftrightarrow 3$, $H_{\text{вс}}$ — напряженность высокочастотного магнитного поля вспомогательного излучения. Кроме того, при увеличении температуры магнитная добротность возрастет.

Можно пойти и другим путем, добавляя к парамагнитному веществу дополнительные парамагнитные присадки. При этом желаемого эффекта

следует достигать уменьшением не всех релаксационных вероятностей, а только по «холостому» переходу $2 \leftrightarrow 3$.

Некоторые преимущества увеличения вероятности w_{23} уже обсуждались в литературе [5, 6]. Было показано, что увеличение w_{23} увеличивает инверсию. Однако это дает также возможность уменьшить величину T_1.

Напишем уравнения для числа частиц на рассматриваемых трех уровнях энергии при $W_{12} = 0$:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= -N_1(w_{12} + w_{13}) + N_2 w_{21} + N_3 w_{31} + (N_3 - N_1) W_{13}, \\
\frac{dN_2}{dt} &= -N_2(w_{21} + w_{23}) + N_1 w_{12} + N_3 w_{32}, \\
\frac{dN_3}{dt} &= -N_3(w_{31} + w_{32}) + N_1 w_{13} + N_2 w_{23} - (N_3 - N_1) W_{13}.
\end{aligned} \tag{26}$$

После замены переменных $N_2 - N_1 = zN$; $N_3 - N_1 = xN$ и $N_1 + N_2 + N_3 = N$ из уравнений (26) для инверсии z получается дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2z}{dt^2} - (b_1 + c)\frac{dz}{dt} + (b_1 c - b c_1) z + a b_1 - a_1 b = 0, \tag{27}$$

общее решение которого имеет вид

$$z = A e^{\alpha_1 t} + B e^{\alpha_2 t} + z_{\text{стац}}, \tag{28}$$

где

$$\alpha_{1,2} = \frac{b_1 + c}{2} \pm \sqrt{\frac{(b_1 + c)^2}{4} + b c_1 - b_1 c}; \tag{29}$$

$$z_{\text{стац}} = \frac{a b_1 - a_1 b}{b c_1 - b_1 c}. \tag{30}$$

Следует отметить, что относительная разность населенностей между вспомогательными уровнями

$$x_{\text{стац}} = \frac{a c_1 - a_1 c}{b_1 c - b c_1}. \tag{31}$$

Не анализируя решение в общем виде, воспользуемся соотношениями

$$\begin{aligned}
w_{23} &\gg w_{13}, w_{12}, \\
W_{13} &\gg w_{13}, w_{12}.
\end{aligned} \tag{32}$$

В этом случае коэффициенты в уравнениях (27) — (31) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
a &= -a_1 = \frac{w_{32} - w_{23}}{3}, \qquad c_1 = -c = \frac{w_{32} + 2w_{23}}{3}, \\
b &= \frac{2w_{32} + w_{23} - 3W_{13}}{3}, \qquad b_1 = -\frac{2w_{32} + w_{23} + 6W_{13}}{3}.
\end{aligned} \tag{33}$$

Подставляя постоянные (33) в выражения (30) и (31), мы убеждаемся в том, что при выполнении неравенств (32) $x_{\text{стац}} \to 0$, а $z_{\text{стац}}$ достигает значения

$$z_{\text{стац}} = (w_{32} - w_{23}) / (w_{32} + 2w_{23}) \simeq h\nu_{12} / 3kT.$$

Это доказывает, что при выполнении первого из условий (32) достигается максимальная инверсия и что мощность излучения, необходимого для насыщения вспомогательного перехода, от w_{23} не зависит.

Для определения времени релаксации магнитной добротности подставим постоянные (33) в формулу (29). В предположении малости отноше-

ния $h\nu_{12}/kT$ получаем

$$\alpha_{1,2} = -w_{23} - W_{13} \pm \sqrt{w_{23}^2 - w_{23}W_{13} + W_{13}^2}. \qquad (34)$$

Здесь целесообразно рассмотреть два предельных частных случая:

$$1)\ w_{23} \gg W_{13}; \qquad 2)\ w_{23} \ll W_{13}. \qquad (35)$$

В каждом из этих случаев мы получаем, что инверсия z описывается формулой (13), т. е. обладает одним временем релаксации T_1, а не двумя, как следует из общего решения (28). Если выполнено первое из условий (35), то

$$T_1 = \frac{2}{3}\frac{1}{W_{13}}, \qquad (36)$$

Если же $W_{13} \gg w_{23}$, то

$$T_1 = \frac{2}{3}\frac{1}{w_{23}}. \qquad (37)$$

Соотношение (36) существенно отличается от формулы (25) тем, что вместо знака «много больше» здесь стоит знак равенства. При этом условием насыщения вспомогательного перехода является выполнение неравенств (32). Если задано время релаксации T_1, то легко определить необходимую для этого плотность энергии вспомогательного излучения

$$H_{\text{вс}}^2 = \frac{\hbar^2}{|\mu_{13}|^2 T_2 T_1}. \qquad (38)$$

В то же время необходимость насыщения вспомогательного перехода дает

$$H_{\text{вс}}^2 \gg \frac{\hbar^2 w_{13}}{|\mu_{13}|^2 T_2}, \quad \frac{\hbar^2 w_{12}}{|\mu_{13}|^2 T_2}. \qquad (39)$$

Следовательно, при выполнении неравенств (32) и первого из условий (35) динамический диапазон и время восстановления усиления в парамагнитных усилителях будут определяться мощностью источников вспомогательного излучения. В некоторых случаях может быть целесообразным применение дополнительных импульсных генераторов вспомогательного излучения.

Таким образом, уменьшение времени T_1 путем увеличения только одной релаксационной вероятности (по холостому переходу) позволяет получить максимальное число активных молекул и при меньшей мощности вспомогательного излучения улучшить амплитудную и релаксационную характеристики парамагнитного усилителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ, 1955, 28, 249.
2. N. Bloembergen, Phys. Rev., 1956, 104, 324.
3. А. А. Маненков, А. М. Прохоров, ЖЭТФ, 1960, 33, 729.
4. J. C. Gill, Quantum Electronics Conference, Columbia University Press., N. Y., 1960, p. 333.
5. H. E. D. Scovil, G. Feher, Phys. Rev., 1957, 105, 762.
6. E. O. Schulz-Du Bois, H. E. D. Scovil, R. W. DeGrasse, Bell System Techn. J., 1959, 38, 335.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
7 IV 1960

1961 № 3

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ С ПАРАМАГНИТНЫМИ УСИЛИТЕЛЯМИ

Н. В. Карлов, Ю. П. Пименов, А. М. Прохоров

Проведено определение выигрыша в чувствительности при приеме регулярных и шумовых сигналов с использованием резонаторных парамагнитных усилителей и парамагнитных усилителей бегущей волны.

Известно, что применение парамагнитных усилителей может значительно улучшить чувствительность радиоприемных устройств сантиметрового диапазона волн. Так как собственные шумы парамагнитных усилителей чрезвычайно малы, то в случае применения этих усилителей существенную роль в определении общего порога чувствительности начинают играть шумы атмосферы и антенно-фидерных трактов. Поэтому целесообразно найти соотношения, позволяющие оценить возможный выигрыш в чувствительности. При этом следует различать устройства, предназначенные для приема регулярных, практически монохроматических сигналов, и устройства, принимающие шумовые сигналы. Целью изложенного ниже рассмотрения является определение выигрыша в чувствительности в этих двух случаях.

Обозначая через P_0 интенсивность принимаемого антенной системой минимально обнаружимого регулярного сигнала в отсутствие парамагнитного усилителя, можно написать, что

$$P_0(1-\alpha_\Phi) = [T_a(1-\alpha_\Phi) + T_0\alpha_\Phi + NT_0]\,k\Delta f, \qquad (1)$$

где α_Φ — коэффициент поглощения в антенно-фидерном тракте; T_a — эффективная температура антенны, обусловленная космическим радиоизлучением и тепловым излучением земной атмосферы; T_0 — температура окружающей среды, примерно равная 300° К; k — постоянная Больцмана; N — коэффициент шумов применяемого радиоприемника; Δf — его полоса пропускания.

Аналогично, в случае использования парамагнитного усилителя, получаем, что интенсивность P минимально обнаружимого сигнала определяется уравнением

$$P(1-\alpha)G = [T_a(1-\alpha)G + \alpha T_0 G + T_п G + NT_0]\,k\Delta f, \qquad (2)$$

где G — коэффициент усиления парамагнитного усилителя по мощности; $T_п$ — эффективная температура его шумов; $\alpha = \alpha_\Phi + \alpha_ц - \alpha_\Phi\alpha_ц$ — коэффициент поглощения в антенно-фидерном тракте при наличии парамагнитного усилителя. Отличие α от α_Φ обусловлено потерями в циркуляторе $\alpha_ц$.

Считая, что ширина полосы приема в обоих рассматриваемых случаях имеет одно и то же значение, получаем из (1) и (2) выражение для выигрыша в чувствительности:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\dfrac{T_a}{T_0} + (\alpha_\Phi + N)/(1-\alpha_\Phi)}{\dfrac{T_a}{T_0} + \left(\alpha + \dfrac{N}{G} + \dfrac{T_п}{T_0}\right)\Big/(1-\alpha)}. \qquad (3)$$

В реальных условиях несомненно выполняются неравенства $N \gg \alpha_ф$ и $\alpha \gg T_п / T_0$. Тогда, если усиление достаточно велико, т. е. если выполняется условие $G \gg N / \alpha$, полученное выражение можно представить в более простой форме:

$$\frac{P_0}{P} = \frac{T_a + \frac{N}{1-\alpha_ф} T_0}{T_a + \frac{\alpha}{1-\alpha} T_0}. \qquad (4)$$

Из формулы (4) следует, в частности, что при $N = 10$, $T_a = 150°$ К, $\alpha_ф = 0{,}5$ (что соответствует фидеру с потерями в 3 *дб*) и $\alpha = 0{,}6$ (что соответствует циркулятору с потерями 0,5 *дб*) применение парамагнитного усилителя даст 10-кратное улучшение чувствительности. В ряде случаев достаточно работать при углах места, бо́льших 5°. Тогда на волнах сантиметрового диапазона значение $T_a \lesssim 30°$ К [1]. Если при этом использовать тракт с малыми потерями ($\alpha_ф \simeq 0{,}1$), то при $N = 10$ и $\alpha_ц = 0{,}1$ получится 30-кратное улучшение чувствительности. При углах места порядка 20° величина выигрыша доходит до 40. Дальнейшее улучшение чувствительности может быть достигнуто в системах, в которых не используются ферритовые циркуляторы. Это означает переход от резонаторных парамагнитных усилителей к парамагнитным усилителям бегущей волны. Тогда $\alpha = \alpha_ф$ и при $N = 10$, $\alpha_ф = \alpha = 0{,}1$, $T_a = 30°$ К величина улучшения чувствительности превышает 50, а при углах места порядка 20° она достигает 80. Таким образом, применение парамагнитного усилителя в качестве входного каскада приемного устройства, предназначенного для приема регулярных сигналов, резко улучшает чувствительность устройства. При этом требования к полосе пропускания диктуются соображениями, не связанными с шумами.

Как известно, чувствительность приемников шумового излучения тем выше, чем шире полоса приема. Поэтому применение резонаторных парамагнитных усилителей, при котором кроме снижения эффективной температуры входных шумов может произойти также уменьшение полосы приема, не обязательно улучшает чувствительность радиометра. Следовательно, при рассмотрении вопроса о чувствительности радиометра с резонаторным парамагнитным усилителем * следует иметь в виду, что для данного усилителя значение произведения коэффициента усиления по напряжению $\sqrt{G}$ на полосу пропускания Δf_1 является величиной постоянной:

$$(\sqrt{G} - 1)\,\Delta f_1 = A. \qquad (5)$$

Это позволяет ожидать существования оптимального значения коэффициента усиления, при котором чувствительность наиболее высока.

При дальнейшем рассмотрении будем считать, что радиометр с резонаторным парамагнитным усилителем можно описать следующим образом.

На входе парамагнитного усилителя с коэффициентом усиления по мощности (на резонансной частоте) G имеются шумы с однородным спектром спектральной плотности T_1. Так как частотная характеристика резонаторного парамагнитного усилителя совпадает с резонансной кривой одиночного колебательного контура, то спектр шумов на выходе усилителя имеет вид

$$S_1(f) = T_1 G F_1(f) = T_1 G \frac{\Delta f_1^2 f^2}{\Delta f_1^2 f^2 + (f_0^2 - f^2)^2}, \qquad (6)$$

* Проведение такого рассмотрения нам кажется необходимым, так как имеющийся в литературе [2] качественный анализ содержит неточности.

где f_0— резонансная частота. К спектру шумов $S_1(f)$ добавляются шумы входа следующей за резонаторным парамагнитным усилителем части приемника со спектральной плотностью

$$S_2(f) = T_2. \tag{7}$$

Суммарный спектр шумов $S_1 + S_2$ подвергается далее фильтрации в приемном тракте с частотной характеристикой $F_2(f)$. В результате, квадратичному детектированию подвергаются шумы со спектром

$$S(f) = F_2(f)\,[S_1(f) + S_2(f)]. \tag{8}$$

При этом, согласно [3], регулярная составляющая выходного тока $I = \int_0^\infty S(f)\,df$, а примыкающая к нулевым частотам спектральная плотность выходных шумов $G(0) = 2\int_0^\infty S^2(f)\,df$. В нашем случае это дает

$$I = \int_0^\infty (GT_1F_1(f) + T_2)\,F_2(f)\,df, \tag{9}$$

$$G(0) = 2\int_0^\infty [T_2^2F_2^2(f) + G^2T_1^2\,F_1^2(f)\,F_2^2(f) + 2GT_1T_2F_1(f)\,F_2^2(f)]\,df. \tag{10}$$

Для дальнейшего вычисления необходимо конкретизировать вид частотной характеристики $F_2(f)$. Будем считать, что приемник обладает прямоугольной частотной характеристикой с шириной Δf_2. В этом случае интегрирование легко выполняется. По определению чувствительности [4], минимально обнаружимое изменение температуры входных шумов

$$\delta T_1 = aT_1\sqrt{\frac{\Delta F}{A}}. \tag{11}$$

Здесь учтено условие (5) в предположении, что $G \gg 1$, и ΔF обозначает полосу пропускания выходного прибора.

Коэффициент a, определяемый выражением

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{G}\,\frac{\frac{c}{1+c^2} + \operatorname{arc\,tg} c}{\operatorname{arc\,tg}^2 c} + 4\,\frac{T_2}{T_1}\,\frac{1}{\sqrt{G}\operatorname{arc\,tg} c} + \frac{T_2^2}{T_1^2}\,\frac{c}{G\sqrt{G}\operatorname{arc\,tg}^2 c}\right]^{1/2}, \tag{12}$$

где $c = \Delta f_2 / 2\Delta f_1$ достигает минимума, равного $1{,}4\,(T_2/T_1)^{1/4}$ при $G = 4{,}5\,\frac{T_2}{T_1}$ и $\Delta f_2 = 6\Delta f_1 \equiv 3\sqrt{T_1/T_2}\,A$. В результате выражение для наилучшей достижимой чувствительности радиометра с резонаторным парамагнитным усилителем приобретает вид

$$\delta T_1 = 1{,}4\,T_1^{3/4}T_2^{1/4}\sqrt{\frac{\Delta F}{A}}. \tag{13}$$

Так как в случае радиометра без резонаторного парамагнитного усилителя $\delta T = T\sqrt{\Delta F/\Delta f}$, выигрыш в чувствительности дается отношением

$$\frac{\delta T}{\delta T_1} = \frac{0{,}7T}{T_1^{3/4}T_2^{1/4}}\sqrt{\frac{A}{\Delta f}}, \tag{14}$$

где Δf — полоса пропускания приемника радиометра без парамагнитного усилителя. Отметим, что оптимум по Δf_2 выражен очень слабо и что в том случае, когда частотная характеристика приемного тракта $F_2(f)$ совпадает

с резонансной кривой одиночного колебательного контура, $G_{\text{опт}} = 7\frac{T_2}{T_1}$, $\Delta f_2 = 8\Delta f_1 \equiv 3\sqrt{T_1/T_2}\,A$ и $a_{\text{мин}} = 2{,}3\,(T_2/T_1)^{1/4}$.

Целесообразно получить выражение для отношения чувствительностей по температуре антенны $\delta T_{a0}/\delta T_a$. Для этого надо связать эффективные температуры T_1, T и T_2 с N — коэффициентом шумов используемых приемников, параметрами высокочастотного тракта α_Φ и α и температурой антенны T_a. Здесь выделяются два предельных частных случая.

Если используется супергетеродинный приемник с усилителем высокой частоты типа лампы бегущей волны и если в случае применения резонаторного парамагнитного усилителя имеется преселектор, а в отсутствие такого усилителя принимаются оба зеркальных канала, то

$$\frac{\delta T_{a0}}{\delta T_a} = 0{,}7\,\frac{1-\alpha}{1-\alpha_\Phi}\,\frac{N^{3/4}}{\left[\alpha + \frac{T_\text{п}}{T_0} + (1-\alpha)\frac{T_a}{T_0}\right]^{3/4}}\sqrt{\frac{A}{\Delta f}}, \qquad (15)$$

где коэффициент шумов N определен, как обычно, на один из зеркальных каналов. Такой же результат получится при приемнике прямого усиления. Если исключить преселектор при применении резонаторного парамагнитного усилителя, то отношение $\delta T_{a0}/\delta T_a$ уменьшится в $\sqrt[4]{2}$ раз.

При радиоастрономическом исследовании низкотемпературного источника и хорошем циркуляторе соотношение (15) можно представить в виде

$$\frac{\delta T_{a0}}{\delta T_a} = 0{,}7\left(\frac{N}{\alpha_\Phi}\right)^{3/4}\sqrt{\frac{A}{\Delta f}}. \qquad (16)$$

В отсутствие усилителя высокой частоты и при низкой крутизне преобразования смесителя полученные соотношения должны быть уменьшены в $2^{3/4}$ раз.

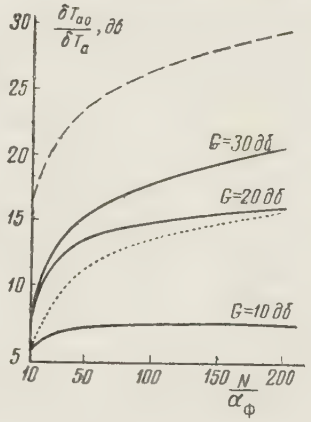


Рис. 1

Зависимость отношения $\delta T_{a0}/\delta T_a$ от величины N/α_Φ для случая $\Delta f \simeq A$ показана пунктиром на рис. 1. Штриховая линия этого рисунка показывает величину усиления резонаторного парамагнитного усилителя, необходимую для достижения соответствующего выигрыша.

Таким образом, в приемниках радиоастрономического типа применение резонаторного парамагнитного усилителя целесообразно, если значение произведения коэффициента усиления на полосу пропускания A не уже полосы пропускания приемника, применяемого в радиометре без парамагнитного усилителя. Следует иметь в виду при этом, что резонаторный парамагнитный усилитель с усилением более 20 *дб* работает, по-видимому, недостаточно устойчиво.

При применении в радиометре парамагнитного усилителя бегущей волны, отличающегося отсутствием регенеративной неустойчивости, следует иметь в виду, что соотношение (5) не выполняется. Ширина полосы пропускания парамагнитного усилителя бегущей волны определяется шириной линии поглощения парамагнитного вещества $\Delta f_\text{л}$ и достигнутой в таком усилителе величиной усиления G. При лоренцовской форме линии поглощения нормирования частотная характеристика парамагнитного

усилителя бегущей волны имеет вид

$$F_1(f) = e^{-\frac{(f-f_0)^2}{\Delta f_{\text{л}}^2 + (f-f_0)^2} \ln G}, \tag{17}$$

где f_0 — резонансная частота. Считая, по-прежнему, что включенный после парамагнитного усилителя бегущей волны приемник имеет прямоугольную частотную характеристику ширины Δf_2, можно получить для радиометра с парамагнитным усилителем бегущей волны

$$\delta T_1 = a T_1 \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{л}}}}, \tag{18}$$

где

$$a^2 = \frac{\int_0^c e^{-2B\frac{z^2}{1+z^2}} dz}{\left[\int_0^c e^{-B\frac{z^2}{1+z^2}} dz\right]^2} + 2\frac{T_2}{T^1}\frac{1}{G\int_0^c e^{-B\frac{z^2}{1+z^2}} dz} + \frac{T_2^2}{T_1^2}\frac{c}{G^2\left[\int_0^c e^{-B\frac{z^2}{1+z^2}} dz\right]^2}. \tag{19}$$

В свою очередь, $c = \Delta f_2 / 2\Delta f_{\text{л}}$ и $B = \ln G$. Интегралы, входящие в формулу (19), в элементарных функциях не берутся. Результаты численного интегрирования указывают на наличие оптимального значения параметра c. Это значение зависит от усиления: при усилении 10 *дб* $c_{\text{опт}} \simeq 1$; при 20 *дб* $c_{\text{опт}} \simeq 0{,}8$ и при 30 *дб* $c_{\text{опт}} \simeq 0{,}6$. В этих оптимальных условиях получается, что

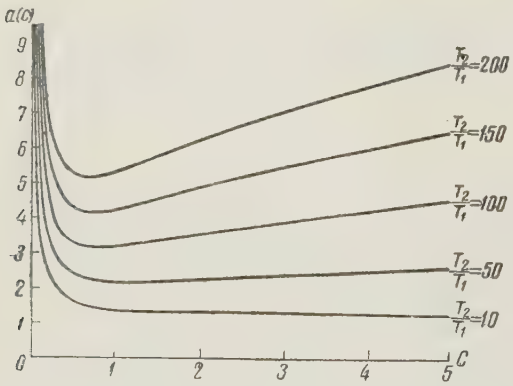


Рис. 2

при $G = 10$

$$a^2 = 1{,}1 + 0{,}3\frac{T_2}{T_1} + 2{,}3\cdot 10^{-2}\frac{T_2^2}{T_1^2},$$

при $G = 100$

$$a^2 = 1{,}6 + 4{,}5\cdot 10^{-2}\frac{T_2}{T_1} + 4\cdot 10^{-4}\frac{T_2^2}{T_1^2}, \tag{20}$$

при $G = 1000$

$$a^2 = 2 + 5{,}7\cdot 10^{-3}\frac{T_2}{T_1} + 4{,}8\cdot 10^{-6}\frac{T_2^2}{T_1^2}.$$

Следует отметить, что оптимум по Δf_2 выражен слабо. Зависимость $a(c)$ для усиления 20 *дб* приведена на рис. 2.

Соотношения (18) — (20) позволяют определить выигрыш в чувствительности радиометра с парамагнитным усилителем бегущей волны в тех или иных конкретных условиях, аналогично тому, как это сделано для резонаторного парамагнитного усилителя.

Ограничиваясь случаем радиоастрономического исследования низкотемпературного источника, когда значение T_1 определяется величиной потерь в антенно-фидерном тракте α_ϕ, а значение T_2 — величиной коэффициента шумов N, легко получить величину выигрыша по температуре антенны. На рис. 1 показаны зависимости этого выигрыша от отношения N/α_ϕ для усилений 10; 20; 30 *дб* в предположении, что $\Delta f_{\text{л}}$ совпадает с шириной полосы пропускания Δf приемника, применяемого в радиометре без резонаторного парамагнитного усилителя. Из полученных резуль-

татов следует, что при $\Delta f \simeq A \simeq \Delta f_л$ применение парамагнитного усилителя бегущей волны с усилением 10 *дб* нецелесообразно, так как лучшие результаты можно получить при помощи резонаторного парамагнитного усилителя. Вместе с тем видно, что применение парамагнитного усилителя бегущей волны с усилением порядка 20 *дб* существенно улучшает чувствительность радиометра даже по сравнению со случаем использования резонаторного парамагнитного усилителя при прочих равных условиях. Следует, однако, иметь в виду, что уже при $N/a_ф > 20$ для реализации выигрыша при использовании резонаторного парамагнитного усилителя его усиление должно превышать 20 *дб*, что может привести к появлению нестабильностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, М. Б. Цейтлин, Изв. вузов МВО СССР (Радиофизика), 1958, 2.
2. J. A. Giordmaine, L. E. Alsop, C. H. Mayer, C. H. Townes, Proc. I. R. E., 1959, 47, 1062.
3. В. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. Советское радио, 1952.
4. Ф. В. Бункин, Н. В. Карлов, ЖТФ, 1955, 25, 438.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
7 IV 1960

1961 № 3

РАДИОТЕЛЕСКОП ФИАН СССР С 22-МЕТРОВЫМ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОРОМ

П. Д. Калачев, А. Е. Саломонович

Приведены конструктивные данные подвижного радиотелескопа с 22-метровым параболическим рефлектором, обладающим на волне 8 *мм* игольчатой диаграммой направленности на уровне 3 *дб* не хуже двух угловых минут. Описана методика создания точной и достаточно жесткой отражающей поверхности, обеспечившей получение высокой разрешающей способности. Система электроприводов радиотелескопа обеспечивает возможность его быстрой (со скоростью около 20° в минуту) переустановки, а также сравнительно медленных движений, необходимых при слежении за астрономическими источниками радиоизлучения.

1. Успешное развитие радиоастрономии тесно связано с прогрессом в создании радиотелескопов все возрастающих размеров. Увеличение площади зеркальных радиотелескопов, находящих широкое применение в диапазонах сантиметровых и дециметровых волн, сопряжено с большими трудностями получения достаточно точной и жесткой отражающей поверхности, что при диаметре раскрыва порядка $10^3\ \lambda$ приводит к необходимости реализовать профиль поверхности с относительной точностью 10^{-4}. Поэтому даже в наибольших подвижных зеркальных радиотелескопах, сооруженных к настоящему времени, не удалось достигнуть симметричных раскрывов, бóльших $10^3\ \lambda$, где λ — наименьшая волна, используемая без заметного ухудшения параметров рефлектора.

С этой точки зрения представляет интерес опыт создания крупного подвижного зеркального радиотелескопа Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР, обладающего симметричной апертурой, диаметр которой превышает $10^3\ \lambda$. При диаметре раскрыва параболического зеркала $D = 22$ *м* минимальная используемая волна $\lambda = 0{,}8$ *см*, что позволяет получить на этой волне игольчатую диаграмму, ширина которой на уровне 3 *дб* не превышает 2 угловых минут. Работа по созданию радиотелескопа проводилась в Физическом институте совместно с рядом проектных организаций и предприятий в течение нескольких лет. С лета 1959 г. радиотелескоп находится в эксплуатации. На нем проведены уже различные радиоастрономические наблюдения, в том числе прием на $\lambda = 0{,}8$ *см* радиоизлучения Венеры.

Ниже приведены данные о конструкции радиотелескопа, а также о методах, применявшихся в процессе его сборки и могущих представить интерес при сооружении подобных устройств.

2. Радиотелескоп (рис. 1) представляет собой параболический рефлектор с диаметром раскрыва 22 *м* и фокусным расстоянием 9,525 *м* (угловая апертура $2\Psi = 120°$), жестко связанный с двумя большими цевочными секторами радиуса 5 *м* и горизонтальной трубой, соединяющей секторы. Труба является осью поворота рефлектора по углу места. Цапфы этой оси опираются на два опорных самоустанавливающихся подшипника в верхней части опорно-поворотного устройства. Последнее представляет собой поворотный стол на шарах с кругом катания $\phi 10$ *м*, обеспечивающий поворот рефлектора по азимуту. На верхней платформе стола помещаются конструкции опор, несущие горизонтальную ось. Механизмы

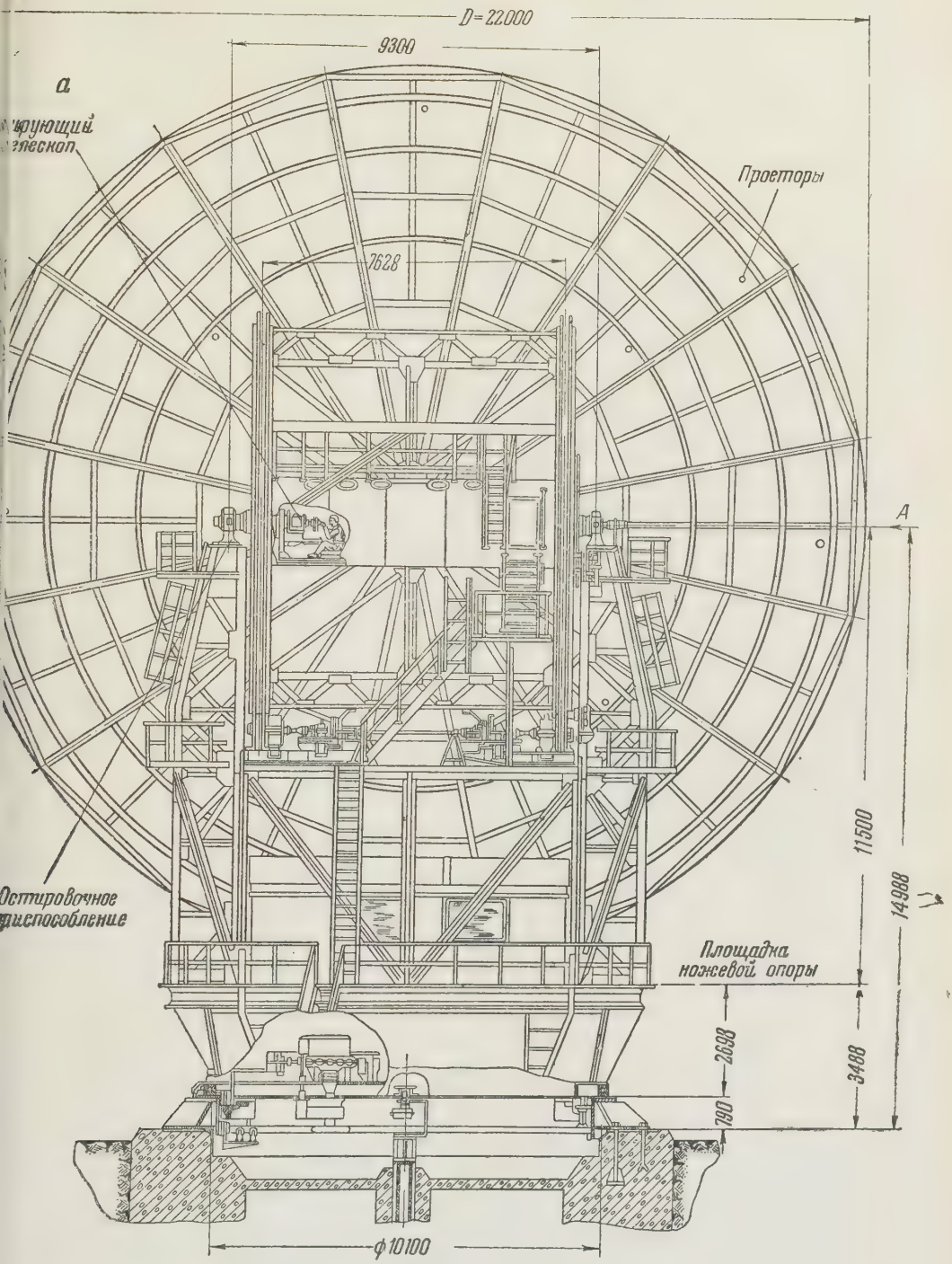


Рис. 1а. Общий вид конструкции радиотелескопа (вид сзади)

привода по углу места расположены на специальной площадке между опорами и обеспечивают повороты рефлектора в пределах от —5 до +95° относительно горизонта. Механизмы привода по азимуту размещены внутри поворотного стола и обеспечивают повороты всего сооружения в пределах ± 180°. На верхней платформе поворотного стола расположена центральная кабина управления, в которой находятся центральный си-

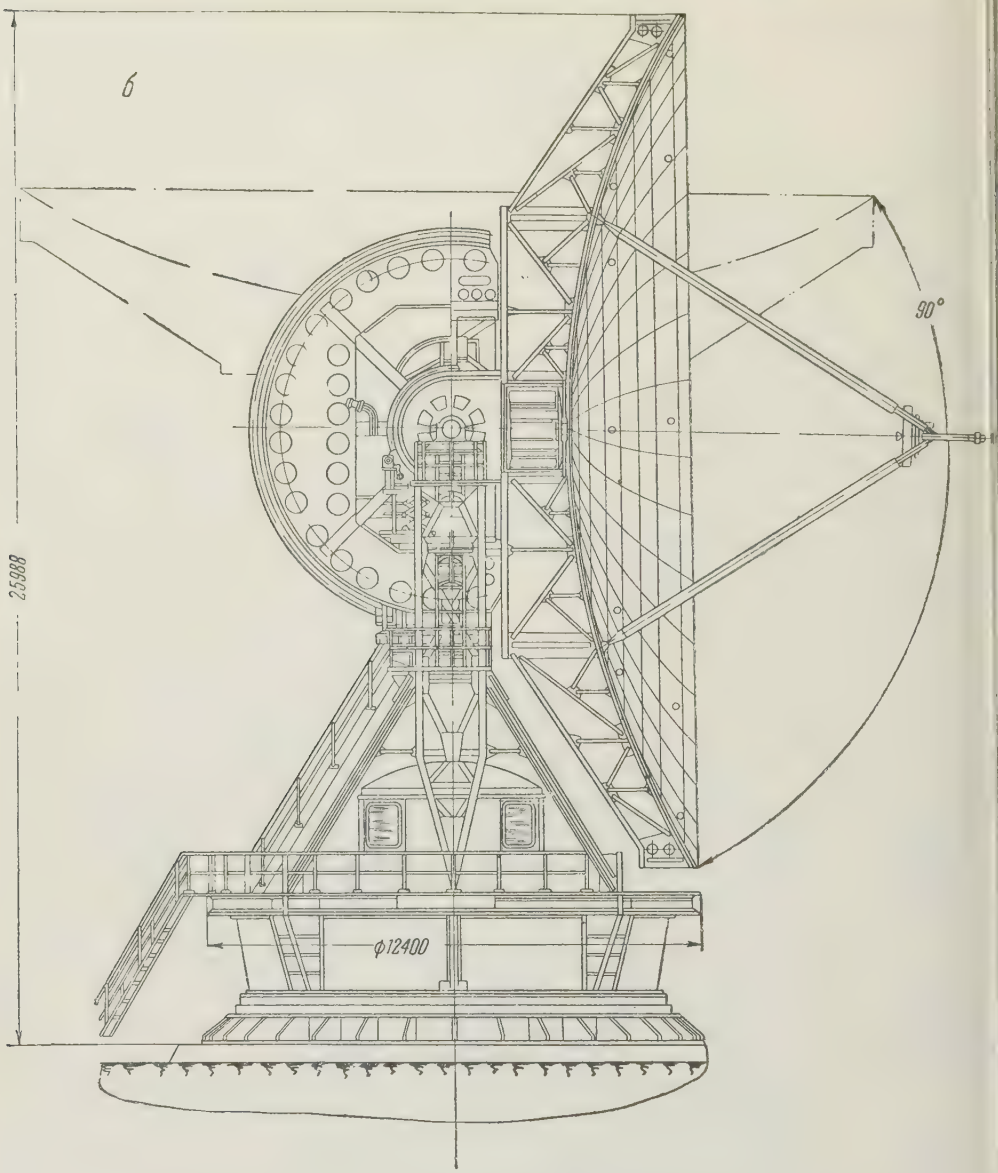


Рис. 1б. Общий вид конструкции радиотелескопа (вид сбоку)

ловой распределительный щит, главный пульт управления, преобразователь координат, а также выходные и записывающие блоки приемной аппаратуры.

Внутри горизонтальной трубы расположена кабина визуального наведения. В ней смонтированы оптический телескоп-гид (рефрактор диаметром 110 *мм* с широкоугольным искателем) и пульт визуального наведения. В условиях видимости из этой кабины осуществляется наведение радиотелескопа по видимым ориентирам.

Помимо быстрой переустановки система электрического привода радиотелескопа обеспечивает возможность следующих медленных перемещений его оси.

а) Автоматическое слежение за заданной в пределах угла склонения $\pm$ 30° точкой на небесной сфере при помощи электромеханического преобразователя координат.

б) Полуавтоматическое слежение по задаваемой оператором через определенные интервалы времени программе.

в) Установка на задаваемые из центральной кабины углы.

г) Установка на определенные углы и движение с задаваемой скоростью по команде оператора, находящегося в кабине визуального наведения.

Контроль за положением осей осуществляется на пультах управления при помощи системы дающих и принимающих приборов, а также непосредственно по прецизионным лимбам азимута и угла места, обеспечивающим отсчеты с точностью 7″,5.

3. При проектировании и сооружении больших радиотелескопов, в особенности предназначенных для работы в диапазоне сантиметровых волн, создание рефлектора представляет весьма сложную задачу. Наиболее точно изготовленный методом проточки рефлектор (диаметром около 15 *м*) радиотелескопа Морской исследовательской лаборатории в Вашингтоне оказался недостаточно точным для работы на волне 0,8 *см*. Трудности создания точной и вместе с тем жесткой поверхности привели к необходимости раздельного решения этих двух задач. Поэтому конструкция описываемого рефлектора представляет собой сочетание весьма жесткого, но сравнительно грубого пространственного стального каркаса (точность 10—15 *мм*) и обшивки, закрепленной на каркасе при помощи шпилек, регулируемых в направлениях, нормальных к рабочей поверхности, а затем фиксируемых.

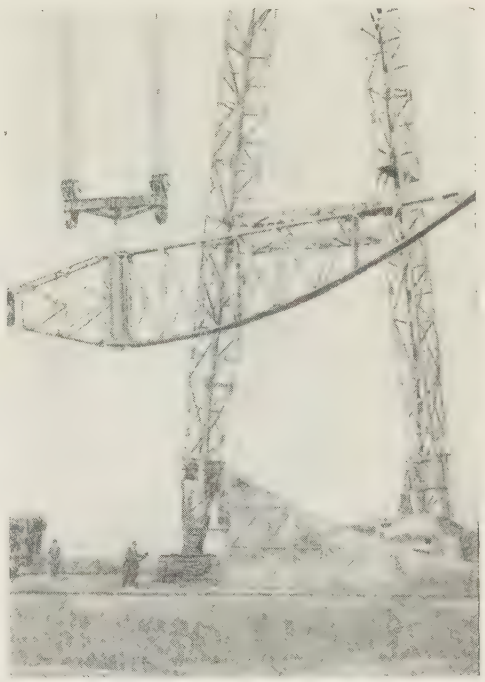


Рис. 2. Момент подъема ножевого шаблона на монтажной площадке

Были приняты специальные меры по изготовлению достаточно точного ножевого контршаблона, а затем и поворотного ножевого шаблона, окончательная доводка которого производилась на месте сборки рефлектора. Горизонтальность базовой линии контршаблона, относительно которой строилась параболическая кривая, и вертикальность оси вращения ножевого шаблона выверялись при помощи прецизионных нивелиров в рабочем положении. Это позволило исключить деформации шаблона под действием его веса. Подвижные саблевидные секции рабочего ножа шаблона выставлялись после их обработки по контршаблону и фиксировались на его конструкции. Шаблон вместе с поворотной осью переносился затем на центральную втулку каркаса рефлектра без разборки (рис. 2). Рис. 3 поясняет особенности конструкции крепления и технику регулировки листов обшивки параболической поверхности рефлектора. Всего было установлено и отрегулировано около 32 000 шпилек с шагом около 100 *мм*. Регулируемые шпильки ввинчивались в резьбовые отверстия в элементах пространственного каркаса и устанавливались в требуемое положение по шаблону. Предварительно отштампованные алюминиевые листы толщиной 6 *мм* крепились к шпилькам потайными винтами. Положение листов регулировалось по шаблону. Ошибки, вызванные неодинаковостью толщины листов и их местными деформациями, устранялись повторной ре-

гулировкой шпилек и медницким способом. Учет текущих изменений тем
пературы в процессе доводки обшивки при помощи контрольных репер
ных площадок позволял вести доводку без остановок. Эта работа произ
водилась в специально сооруженном крытом помещении со съемной кры
шей.

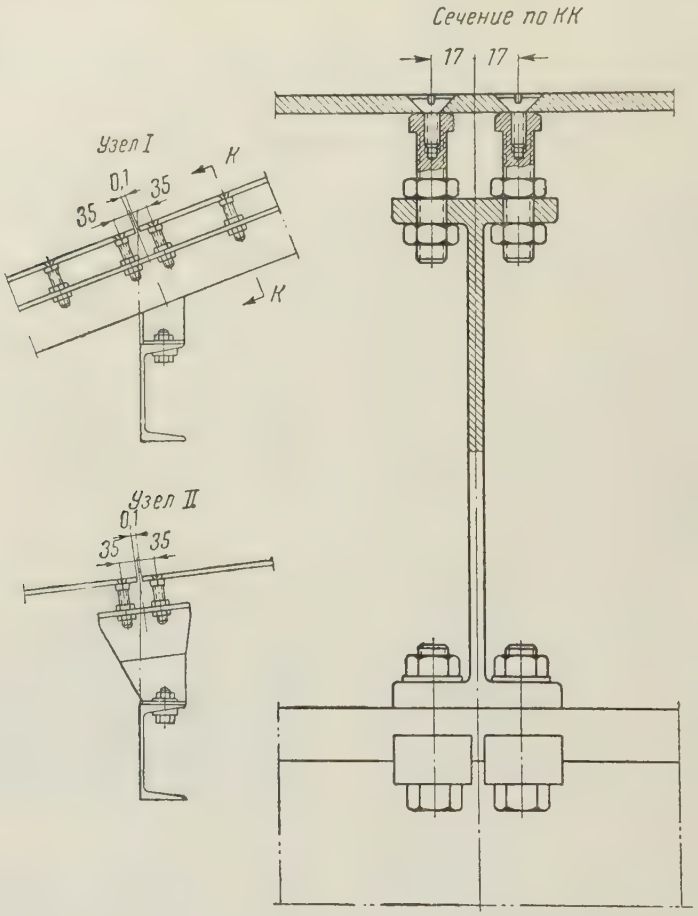


Рис. 3. Детали конструкции крепления обшивки к каркасу. Видны регулируемые шпильки

После окончания доводки было произведено исследование отклонений поверхности рефлектора от шаблона путем массовых замеров зазоров в нескольких сотнях точек. Статистическая обработка результатов измерений * позволила установить, что радиус корреляции ρ отклонений поверхности от теоретической формы определяется технологией крепления листов к каркасу. В соответствии с шагом рядов опорных шпилек в радиальном и кольцевом направлениях, радиус корреляции оказывается равным 200 *мм*. Отклонения в точках, отстоящих друг от друга больше чем на ρ, независимы. Исследование, проведенное в 200 таких точках показало, что зазоры от линии шаблона можно представить как суммы постоянного зазора, равного среднему значению, и случайных отклонений от среднего. Эти случайные отклонения можно рассматривать как отклонения от некоторой параболической поверхности, отстоящей от теоретической (образованной вращением шаблона) на величину средне

* Исследования были выполнены дипломницей МФТИ О. Н. Владимировой. Руководил дипломной работой А. А. Пистолькорс.

о зазора. Случайные отклонения распределены по нормальному закону дисперсией, равной 0,2 *мм*.

После окончания монтажа и доводки обшивки рефлектора последний был в собранном виде при помощи козлового крана поднят и перенесен на опорно-поворотное устройство (рис. 4). Выверка перпендикулярности геометрической оси рефлектора и горизонтальной оси поворотного устрой-

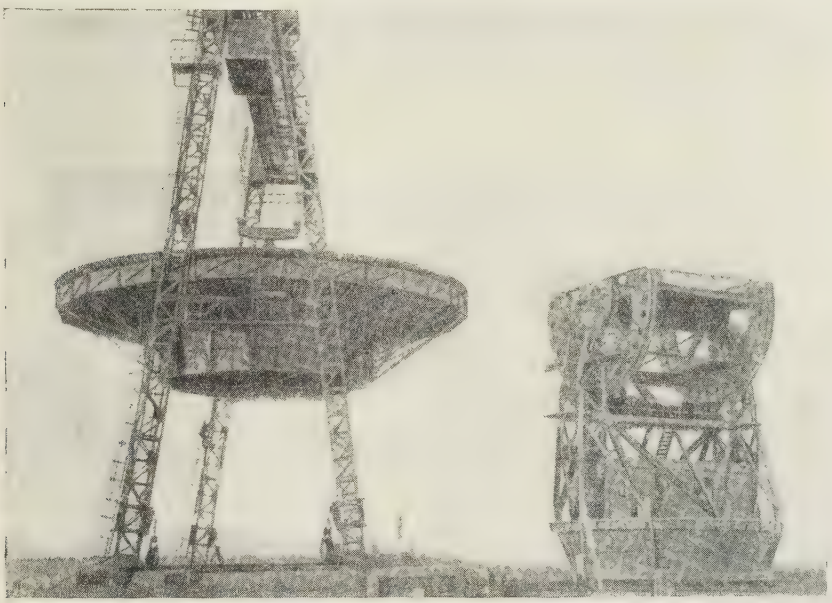


Рис. 4. Момент переноса рефлектора и установки его на опорно-поворотное устройство

тва (после проверки последней при помощи нивелира) производилась методом перекладки ножа шаблона, установленного вновь на рефлекторе. Повторная проверка поверхности, произведенная после окончательного закрепления рефлектора при помощи шаблона, показала вполне удовлетворительное ее состояние: максимальные отклонения от среднего значения зазора не превышали $\pm 0{,}3$ *мм*. С учетом точности изготовления шаблона ($\pm 0{,}2$ *мм*) это свидетельствовало о достигнутой точности поверхности в пределах $\pm 0{,}5$ *мм* от теоретического профиля.

На рис. 5 приведен общий вид радиотелескопа после его окончательной сборки.

4. Для установки облучателей и непосредственно связанных с ними узлов приемной аппаратуры вблизи фокуса использовалась четырехстержневая пирамидальная несущая конструкция, выполненная из тонкостенных стальных труб диаметром 220 *мм*, соединявшихся в одной точке у фокусом.

Юстировка положения фокальной точки производилась при помощи специальной точно измеренной поворотной штанги (рис. 6), установленной вдоль оси рефлектора в его вершине. Реперная площадка на несущей конструкции была выставлена по этой штанге точно в фокальной плоскости так, что ее центр совпадал с осью рефлектора. После удаления штанги на направление оси была выставлена специальная визирная труба, укрепленная в центральной втулке каркаса рефлектора. По этой трубе, в свою очередь, была выставлена оптическая ось телескопа-гида. Параллельность оптических осей проверялась по одновременности прохождения звезды визирных нитей. При изменении угла места рефлектора (от 0

до 90°) смещение центра реперной площадки относительно оптическо оси визира не превышает 1,5 *мм*.

Юстировка электрической оси производилась затем по внеземным и точникам радиоизлучения. Вертикальность и горизонтальность осей по ворота рефлектора исследовались при помощи точных нивелиров и уро ней. Ошибка в установке вертикальной оси не превышает ± 0,25 углово минуты; ошибка в установке горизонтальной оси — ± 0,18 угловой м нуты.

Непосредственных исследований влияния окружающей температур на состояние поверхности рефлектора пока не производилось. Наличи

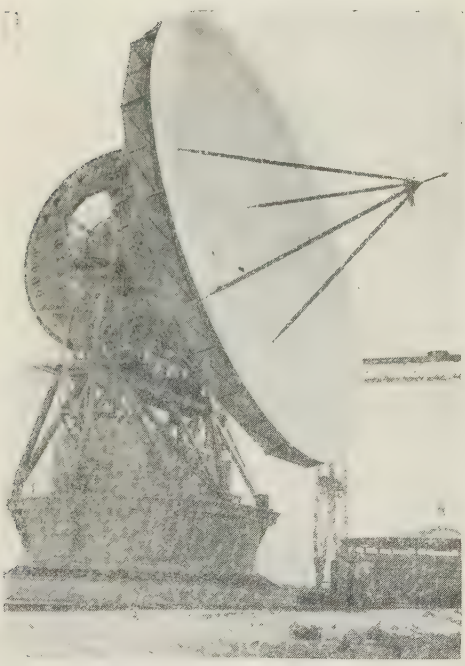


Рис. 5. Общий вид радиотелескопа после его сборки

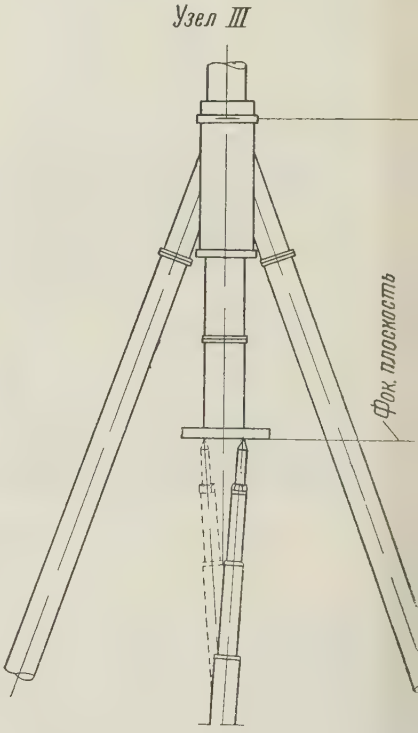


Рис. 6. Юстировка положения фокал ной точки при помощи поворотно штанги

температурных зазоров шириной 0,8 *мм* между всеми листами обшивк обеспечивает отсутствие коробления поверхности при ее нагреве. Не исклю чены общие деформации поверхности, эквивалентные в первом прибли жении изменению фокусного расстояния параболоида.

При равномерном изменении температуры фокусное расстояние пара болоида изменяется так, что, например, при изменении температуры н ± 25° изменение составляет ± 3 *мм*. Однако соответствующее переме щение концов конструкции, несущей облучатель, сохраняет положени последнего относительно фокуса неизменным. Различие коэффициенто линейного расширения стали и алюминия, приводящее к некоторому до полнительному распрямлению рабочей поверхности при нагреве и изгиб ее при охлаждении, дает, как показывают оценочные расчеты, дополни тельное смещение фокуса на ~ 0,5 *мм*.

Косвенные измерения электрических параметров рефлектора пока н обнаружили сколько-нибудь заметного влияния температуры.

Результаты измерений этих параметров, выполненных на волна 9,6 и 0,8 *см*, изложены в отдельном сообщении [1]. Метод получения точ

ой параболической поверхности, примененный при создании 22-метрового рефлектора, с некоторыми усовершенствованиями может быть, в случае необходимости, применен при сооружении радиотелескопов значительно большего размера.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Карачун, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Исследование некоторых электрических параметров антенны 22-метрового радиотелескопа ФИАН СССР, Радиотехника и электронка, 1961, 6, 3, 430.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
10 V 1960

1961 № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АНТЕННЫ 22-МЕТРОВОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА ФИАН СССР

А. М. Карачун, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович

Приведены результаты предварительных исследований диаграммы направленности, коэффициента направленного действия и некоторых других параметров параболической антенны 22-метрового радиотелескопа Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР. Исследования проводились на волнах 9,6 и 0,8 *см*.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование антенных характеристик точного 22-метрового радиотелескопа ФИАН СССР [1, 2] было сопряжено со значительными трудностями, поскольку при диаметре раскрыва рефлектора, равном 22 *м*, диаграммы направленности на волнах 3—1 *см* формируются на большом удалении от радиотелескопа. Так, например, фраунгоферова зона на волне 3,2 *см* начинается лишь на расстоянии ~ 30 *км* от антенны, а на волне 0,8 *см* — на расстоянии ~ 120 *км*. В этих условиях обычные приемы антенных измерений мало пригодны, и необходимо пользоваться специально разработанными методами.

Среди последних наиболее эффективен метод, использующий в качестве вынесенных генераторов внеземные источники радиоизлучения [3, 4, 5]. Однако при этом возникают новые трудности, обусловленные конечностью угловых размеров и видом спектральной характеристики источников внеземного излучения. Малая ширина диаграмм направленности радиотелескопа исключает использование для измерений таких протяженных источников, как Солнце и Луна (за исключением локальных источников на диске Солнца, о чем см. ниже), а также некоторых протяженных дискретных источников, угловые размеры которых не определены с необходимой точностью. Кроме того, малость потоков излучения на волнах сантиметрового диапазона, характерная даже для наиболее интенсивных источников, чрезвычайно затрудняет их применение для измерения антенных характеристик радиотелескопа на наиболее короткой из интересующих нас волн (0,8 *см*).

В связи с этим к настоящему времени выполнена лишь часть намеченной программы измерений, начатых в ходе пробной эксплуатации радиотелескопа.

Ниже изложены результаты измерений на волнах 9,6 и 0,8 *см*. На волне 3,2 *см* методом, описанным в § 2, были сняты диаграммы в двух сечениях, оказавшиеся весьма близкими к теоретическим при соответствующих условиях облучения. В июне 1960 г. нами были определены параметры антенны на волне 3,2 *см* по измерениям источника Телец-А. Ширина диаграммы на уровне 3 *дб* $6',4 \pm 0',2$; $A = 185 м^2$, $G = 2{,}25 \cdot 10^6$ (см. Астрон. ж., 1961, 38, 1).

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТЕННЫ РАДИОТЕЛЕСКОПА НА ВОЛНЕ 9,6 *см*

На волне 9,6 *см* измерение параметров антенны радиотелескопа проводилось с использованием радиоизлучения интенсивных дискретных источников. Наиболее подходящими для этой цели в диапазоне волн 10 *см*

вляются источники Кассиопея-А, Лебедь-А, Телец-А и Дева-А, наибо ее интенсивные и имеющие достаточно малые угловые размеры.

Измерению параметров антенны предшествовали юстировка электрической оси ее относительно оси оптического визира, а также совмещение фазового центра облучателя с фокусом параболической антенны. Последнее достигалось путем подбора такого положения облучателя на оси параболоида, при котором сигнал, получаемый при прохождении источника Кассиопея-А через неподвижную диаграмму антенны, оказывался максимальным. Так как телесный угол источника много меньше эффективного телесного угла диаграммы антенны, то оптимальное положение облучателя соответствует оптимальному полному усилению антенны.

Измерения, произведенные при различных положениях облучателя, показали, что смещение от оптимального положения вдоль оси параболоида на 0,1 λ уменьшает коэффициент усиления антенны не более чем на 2,5% *.

Юстировка электрической оси антенны проводилась путем сопоставления расчетных моментов прохождения источников Кассиопея-А, Лебедь-А и Дева-А через диаграмму неподвижной антенны с моментами максимумов на кривой прохождения. Установка радиотелескопа в расчетное положение производилась при помощи нониусных лимбов, которые с точностью, лучшей 10″, совпадают с оптической осью оптического гида. Координаты дискретных источников принимались согласно опубликованным данным [4] или по каталогу NGC (см. таблицу).

Источник радиоизлучения	α_{1960}	δ_{1960}	α_{1950}	δ_{1950}
Кассиопея-А	$23^{ч}21^{м}38^{с}$	58°35′,3	$23^{ч}21^{м}12^{с}$	58°32′
Лебедь-А	$19^{ч}58^{м}06^{с}$	40°36′,6	$19^{ч}57^{м}45^{с}$	40°35′
Дева-А	$12^{ч}28^{м}49^{с}$	12°36′,7	$12^{ч}28^{м}18^{с},6$	12°40′

Обработка записей прохождения показала, что электрическая ось совпадает с оптической по азимуту с точностью $\pm 0',25$. По углу высоты (угол места) имелось систематическое превышение на 2′ электрической оси по отношению к оптической. В дальнейшем это расхождение учитывалось.

Измерение диаграмм направленности антенны производилось также путем записи прохождения мимо неподвижной антенны источников Кассиопея-А и Лебедь-А. Главные плоскости облучателя ориентировались так, что прохождение источника в кульминации давало диаграмму в одном из главных сечений (*E*- или *H*-плоскостях). Для этого облучатель можно было поворачивать вокруг оси параболоида на 90°. При неизменном положении облучателя можно было также получать диаграммы в *E*- и *H*-плоскостях, записывая прохождения источника Кассиопея-А не только в кульминации, но и в точках поворота ее траектории (примерно через 2 *час* до или после верхней кульминации). В промежуточных точках суточной траектории источников получались «косые-разрезы» диаграммы направленности.

В пределах ошибки измерения диаграмма направленности, как и ожидалось, обладает круговой симметрией. Для изучения поляризационных характеристик космического радиоизлучения облучатель был сконструирован в виде конического рупора с диаметром раскрыва 100 *мм*. Расчет показывает, что облучатель таких размеров обеспечивает примерно оди-

* Необходимые для этого относительные измерения выполнены с точностью, лучшей 1%.

наковое облучение рефлектора в главных плоскостях. На рис. 1 приведена типичная диаграмма, полученная после обработки записи прохождения источника Кассиопея-А. Средняя из 27 измерений ширина диаграммы на уровне 3 *дб* оказалась равной $19',0 \pm 0,'15$ *. Боковые лепестки не превышают — 20 *дб*. При обработке кривых прохождения учитывалась поправка на конечный угловой размер источников [5]. В случае неподвижной антенны скорость прохождения источников, как известно, постоянна и равна $v = 15\cos\delta'/мин$, где δ — склонение источника. Измерения производились при постоянной времени $\tau = 4$ *сек*. При $v_К = 7,82'/мин$ и $v_Л = 11,38'/мин$ (где $v_К$ и $v_Л$ — скорости прохождения источников Кассиопея-А и Лебедь-А) искажения формы кривой прохождения были достаточно малы.

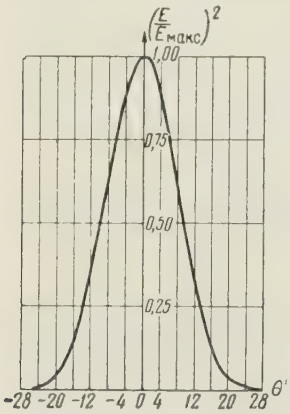


Рис. 1. Диаграмма направленности антенны на волне 9,6 *см*

Определение коэффициента усиления антенны производилось по измерению интенсивности дискретных источников радиоизлучения. В радиоастрономии интенсивность радиоизлучения космических объектов характеризуется обычно плотностью потока радиоизлучения p и температурой антенны $T_А$ [6, 7], которые связаны между собой соотношением

$$p = g\frac{2kT_А}{A}, \qquad (1)$$

где A — эффективная площадь антенны; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ *дж/град* — постоянная Больцмана; g — коэффициент, учитывающий конечность угловых размеров источника.

При аппроксимации диаграммы направленности и распределения радиояркости по источнику гауссовскими кривыми

$$g = 1 + \left(\frac{\varphi_{ист}}{\varphi_А}\right)^2, \qquad (2)$$

где $\varphi_{ист}$ — угловой размер источника по уровню 3 *дб*; $\varphi_А$ — ширина диаграммы направленности антенны по уровню 3 *дб*.

Антенной температурой космического источника $T_А$ в радиоастрономии называют температуру сопротивления, равного выходному сопротивлению антенны, при которой оно, будучи включено на вход приемника вместо антенны, выделяет на нагрузке приемника такую же мощность шумов, как и источник.

Метод измерения $T_А$ вытекает непосредственно из этого определения. Необходимо навести антенну сначала на неизлучающую область неба, а затем — на измеряемый источник и заметить увеличение показаний выходного прибора приемника. Далее следует заменить антенну сопротивлением, равным выходному сопротивлению антенны. Очевидно, что температура, на которую необходимо нагреть это сопротивление, чтобы получить такое же увеличение показаний выходного прибора приемника, и будет антенной температурой источника.

* Теоретическая ширина на уровне 3 *дб* при оптимальном облучении должна составлять $18',3$ и $19',6$ в *H*- и *E*-плоскостях соответственно.

Метод непосредственного нагрева сопротивления сложен, неудобен и пригоден лишь в ограниченном диапазоне температур. Удобнее вместо нагреваемого сопротивления применять генератор шумов, мощность которого, как известно, также может быть выражена в температурных единицах. Нами был применен газоразрядный генератор шумов на газоразрядной трубке типа ГШ-2.

Для повышения точности измерений необходимо, чтобы шумовая температура генератора была соизмерима с измеряемой антенной температурой. В нашем случае это достигалось слабой связью с газоразрядной трубкой, расположенной не в центре волновода, как обычно, а максимально смещенной к его узкой стенке.

В качестве опорного источника был выбран дискретный источник Телец-А, достаточно интенсивный и имеющий наряду с этим относительно малую зависимость плотности потока радиоизлучения от частоты. Плотность потока источника Телец-А измерялась на волне 9,4 *см* [8], причем было получено $p = 8 \cdot 10^{-24}$ *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}\cdot$ *гц*$^{-1}$. Измерения на волне 21 *см* [9] дали $p = 9{,}7 \cdot 10^{-24}$ *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}\cdot$ *гц*$^{-1}$. Экстраполяция последнего результата с учетом уменьшения плотности потока в соответствии со спектральным индексом 0,28, приводимым в [10], дает для волны 9,6 *см* величину $p = 7{,}8 \cdot 10^{-24}$ *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}\cdot$ *гц*$^{-1}$.

Принимая среднее из приведенных значений $p = 7{,}9 \cdot 10^{-24}$ *вт* $\times$ $\times$ *м*$^{-2}\cdot$ *гц*$^{-1}$ и исходя из измеренной нами антенной температуры источника Телец-А $T_A = 52{,}3° \pm 0{,}5°$, получаем эффективную площадь антенны $A = 190$ *м*$^2 \pm 15\%$.

Погрешность в определении величины A обусловлена в основном возможной неточностью принятых нами исходных данных о потоке Телец-А.

Необходимый для определения коэффициента g угловой размер источника Телец-А был принят равным 4′ [11].

Коэффициент усиления антенны был определен при помощи известного соотношения

$$G_{\text{реал}} = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = 2{,}6 \cdot 10^5 \pm 15\%. \qquad (3)$$

Полуэмпирический расчет коэффициента усиления, произведенный интегрированием измеренной диаграммы направленности в пределах главного лепестка, дал

$$G_0 = 3{,}8 \cdot 10^5.$$

Введя при помощи соотношения

$$G_{\text{реал}} = (1 - \beta)\, G_0 \qquad (4)$$

величину β — коэффициент рассеивания, характеризующий влияние боковых и задних лепестков диаграммы на уменьшение усиления антенны, получим (по данным измерений) $\beta = 0{,}32$.

Коэффициент использования поверхности антенны равен 0,59. При этом учтено, что около 15% площади раскрыва затеняется четырехстержневой фермой, несущей облучатель так, что $S_{\text{геом}} = 0{,}85\, \pi \frac{D^2}{4}$, где D — диаметр раскрыва.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТЕННЫ НА ВОЛНЕ 0,8 *см*

По причинам, упомянутым выше, исследования антенных параметров на волне 0,8 *см* при помощи космических источников радиоизлучения пока не проведены, за исключением оценки ширины диаграммы направленности, о чем говорится ниже.

Диаграмма направленности антенны радиотелескопа на волне 0,8 *см* была исследована другим методом [12], при котором передатчик находится на земле и измерения производятся во фре-

нелевской (а не во фраунгоферовой) зоне *. Сущность метода состоит в создании дополнительной расфазировки на раскрыве исследуемого параболоида, которая компенсирует расфазировку, обусловленную конечным расстоянием до передатчика. Компенсацию можно обеспечить выносом облучателя параболоида на некоторое расстояние b от фокуса.

Если смещение облучателя из фокуса $b \ll f$, где f — фокусное расстояние, несинфазность на раскрыве за счет выноса облучателя из фокуса можно представить в виде

$$\psi(x) \simeq kb \frac{1 - \frac{x^2}{4f^2}}{1 + \frac{x^2}{4f^2}}, \qquad (5)$$

где x — расстояние точки на раскрыве от оси параболоида.

Расфазировка за счет конечности расстояния до передатчика

$$\varphi(x) \simeq \frac{kx^2}{2R}, \qquad (6)$$

где R — расстояние до передатчика.

Условие компенсации: $\psi(x) + \varphi(x) = kb$. В зависимости от параметра h/f, где $h = D^2/16f$ — глубина параболоида, и от условий его облучения функцию $\psi(x)$ можно аппроксимировать одной из следующих функций:

$$\psi_1(x) \simeq -\frac{kbx^2}{2f^2}; \quad \psi_2(x) \simeq -\frac{kbx^2}{2f^2} \frac{1}{1 + \frac{D^2}{16f^2}}, \qquad (7)$$

где отброшена постоянная составляющая фазового сдвига kb. Для сравнительно глубоких параболоидов, к которым относится и исследуемый ($D = 22$ *м*, $f = 9{,}525$ *м*), имеющих $h/f > 0{,}2$, лучше подходит вторая аппроксимация (ψ_2). В условиях реальных измерений удобным местом расположения передатчика оказался тригонометрический пункт, отстоявший от радиотелескопа почти точно к югу на $R = 3250$ *м* **.

Из условия $\psi_2(x) + \varphi(x) = 0$ находим для этого случая $b = 37$ *мм*; при этом $b/f = 0{,}004$. В качестве передатчика при измерениях использовался генератор на клистроне с аттенюатором и небольшой рупорной антенной, расположенной на высоте 6 *м* над уровнем земли. Диаграммы направленности снимались медленным прохождением антенны радиотелескопа по азимуту или по углу места с отсчетом положения оси по лимбу. При этом находилось оптимальное положение оси по другой координате. Для уменьшения погрешности, вызванной расстройкой передатчика и гетеродина приемника, проводились многократные прохождения с контролем частоты. Для смещения облучателя из фокуса высокочастотный блок механически сдвигали вдоль оси параболоида. Диаграммы снимались как при расчетном положении облучателя ($b = 37$ *мм*), так и при отличающемся от расчетного на 5, 10 и 15 *мм*. Сравнение полученных таким образом диаграмм между собой свидетельствовало о совпадении с точностью ± 5 *мм* теоретического фокуса параболоида, определенного измерениями длины [2], с наилучшим (в смысле остроты диаграммы направленности и уровня боковых лепестков) положением облучателя, представлявшего собой открытый конец круглого волновода диаметром 6 *мм*.

На рис. 2 приведена типичная диаграмма направленности в H-плоскости (полученная при вертикальной поляризации вектора E прохождением по азимуту). Ширина диаграммы в H-плоскости на уровне 3 *дб*,

* Как указано выше, при $\lambda = 0{,}8$ *см* и $D = 22$ *м* фраунгоферова зона начинается с $L = 120$ *км*.

** Это расстояние было определено угломерными съемками.

полученная усреднением нескольких записей при оптимальном положении облучателя, составляла $1',7 \pm 0',1$. Диаграмма в E-плоскости была получена (вследствие трудности поворота облучателя) прохождением по углу места. При этом измерении в большой степени сказывалось влияние земли. Ширина диаграммы на уровне 3 *дб* оказалась равной $2',1 \pm 0',1$.

При оптимальном облучении ширина диаграммы в H-плоскости должна составлять $1',6$, а в E-плоскости $1',7$. Уровень первого бокового лепестка был равен $-12{,}2$ *дб*. Следующие лепестки отчетливо вырисовывались при повышенной чувствительности приемника и монотонно убывали.

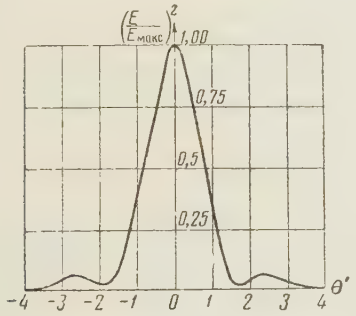


Рис. 2

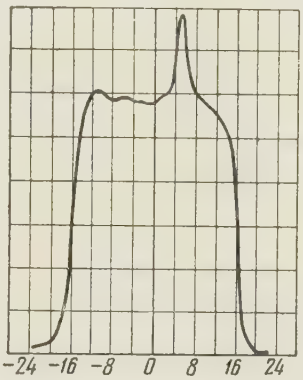


Рис. 3

Рис. 2. Диаграмма направленности антенны в H-плоскости на волне 0,8 *см*

Рис. 3. Запись прохождения диаграммы направленности антенны на волне 0,8 *см* через диск Солнца

Были также произведены оценки ширины диаграммы направленности антенны на волне 0,8 *см* путем обработки записей радиоизлучения локальных источников на солнечном диске. Наименьшие ширины записей на уровне 3 *дб* от максимума, не исправленные на конечную ширину излучающих областей, составили для E-плоскости $2',2-2',3$. Учитывая, что минимальный размер излучающих областей $\geqslant 1'$ и принимая нормальное распределение яркости по области [5], получим ширину диаграммы $\sim 2',0$. Была также оценена диаграмма антенны по характеру склона записи радиоизлучения Солнца. Принимая распределение радиояркости вдоль диаметра Солнца близким к столообразному и дифференцируя кривую роста или спада сигнала, мы получали среднее значение ширины диаграммы на уровне 3 *дб* в H-плоскости, равное $1',7-1',8$.

На рис. 3 показана типичная запись прохождения диаграммы направленности антенны радиотелескопа на $\lambda = 0{,}8$ *см* через диск Солнца в том его сечении, где имела место область повышенного радиоизлучения. Разумеется, описанные выше оценки ширины диаграммы, полученные по записям излучения Солнца, носят иллюстративный характер, подтверждая вместе с тем реальность данных, полученных прямыми измерениями с выносным передатчиком.

Определение коэффициента усиления антенны на $\lambda = 0{,}8$ *см* не могло быть пока выполнено прямым измерением. Мы ограничивались поэтому полуэмпирическим расчетом коэффициента усиления на основе измеренной диаграммы направленности.

Как известно,

$$G = \frac{4\pi}{\int\limits_{4\pi} F(\theta, \varphi)\, d\Omega}, \tag{8}$$

где F — диаграмма направленности по мощности. Графическое вычисление интеграла в (8) распространялось на главный и первый боковой ле-

пестки. В результате расчета было получено

$$G = 3{,}4 \cdot 10^7 \pm 10\%.$$

Вместе с тем, распространяя интегрирование лишь на главный лепесток, получаем

$$G_0 = 4{,}2 \cdot 10^7 \pm 10\%.$$

Связывая G и G_0 соотношением, аналогичным (4), получим

$$G = (1 - \beta')\, G_0,$$

откуда $\beta' = 0{,}20$.

Таким образом можно оценить лишь часть рассеивания. Поскольку мы не имели возможности непосредственно определить $G_{\text{реал}}$, можно приближенно оценить его на основе следующих рассуждений. Полагая рассеивание на $\lambda = 0{,}8$ *см* близким к измеренному на $\lambda = 9{,}6$ *см* и равным $\beta = 0{,}35$, получим

$$G_{\text{реал}} = 0{,}65 G_0 = 2{,}75 \cdot 10^7 \pm 20\%.$$

Соответствующее значение $A = 150$ $м^2 \pm 20\%$, а коэффициент использования незатененной поверхности раскрыва равен 0,45. Сопоставляя полный коэффициент рассеивания $\beta = 0{,}35$ с коэффициентом β', можно прийти к выводу, что в дальние боковые и задние лепестки рассеивается около 15% энергии.

Как уже говорилось, приведенные результаты имеют предварительный характер. Дальнейшие измерения позволят получить более подробные сведения о характеристиках антенны радиотелескопа, в частности об уровне и форме боковых лепестков, поляризационных свойствах, а также о влиянии статистических характеристик поверхности рефлектора на его параметры в диапазоне 0,8 *см*.

Вместе с тем из проведенных исследований можно сделать вывод о том, что достигнутая точность изготовления поверхности рефлектора обеспечила получение диаграммы направленности на волне 0,8 *см*, близкой к теоретической, а при условии оптимального облучения значение коэффициента использования раскрыва оказалось близким к обычно имеющим место коэффициентам.

В измерениях параметров антенны принимали участие Н. А. Аменицкий, Г. Г. Басистов, В. Н. Кощенко, М. Т. Левченко, Н. Ф. Ильин, С. К. Паламарчук и В. И. Пушкарев, которым авторы выражают благодарность. Авторы признательны также Д. В. Ковалевскому и К. И. Степанову за помощь в организации антенных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника, 1959, **4**, 12, 2092.
2. П. Д. Калачев, А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника, 1961, 6, 3, 438.
3. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 1956, **1**, 5, 601.
4. G. Westerhout, Bull. Astron. Inst. Netherl., 1958, **14**, 488, 215.
5. P. G. Mezger, Telefunken-Ztg, 1959, **32**, 124.
6. А. Д. Кузьмин, Радиотехника, 1957, 1, 12.
7. А. Д. Кузьмин, Тр. 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 1956, стр. 106.
8. F. Haddock, C. Mayer, R. Sloanaker, Astrophys. J., 1954, **119**, 2, 456; Nature, 1954, **174**, 4421, 176.
9. P. G. Mezger, Z. Astrophys., 1958, **46**, 4, 234.
10. G. R. Whitfield, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1957, **117**, 6, 680.
11. Г. П. Апушкинский, Ю. Н. Парийский, Астрон. ж., 1959, **36**, 4, 739.
12. Н. А. Есепкина, Докл. АН СССР, 1957, **113**, 1.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
19 V 1960

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ЧАСТОТЫ СИГНАЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РАДИОСПЕКТРОСКОПОВ С ПРОХОДНЫМ И ОТРАЖАТЕЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРАМИ

А. К. Пискунов, В. И. Муромцев

Дана оценка величины дисперсии частотных шумов в радиоспектроскопах с проходным и отражательным резонаторами. Полученные результаты применимы для медленных и малых флуктуаций частоты сигнального генератора.

ВВЕДЕНИЕ

Добротность резонатора, согласование его с волноводным трактом, стабильность частоты генератора определяют величину отношения сигнал/шум на входе приемника радиоспектроскопа.

В данной работе проведено сравнение отношения сигнал/шум на входе приемника для схем с проходным и отражательным резонаторами. Под сигналом понимается изменение амплитуды проходящей или отраженной волны, обусловленное парамагнитным поглощением. Основные вопросы согласования резонаторов с трактом СВЧ рассмотрены в [1]. Подробный анализ условий согласования для отражательной схемы дан в [2].

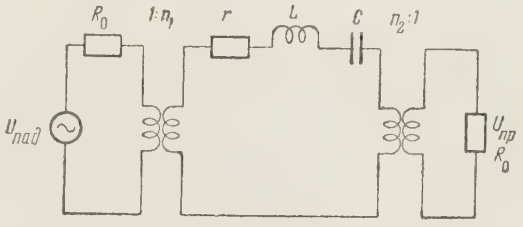


Рис. 1. Эквивалентная схема волноводного тракта с проходным резонатором:

R_0 — волновое сопротивление тракта; r — эквивалентное сопротивление потерь в резонаторе с образцом; L и C — эквивалентные индуктивность и емкость резонатора с образцом

Рассмотрим более детально схему с проходным резонатором. Расчет условий согласования в схеме с проходным резонатором основан на предположении, что связь резонатора с волноводным трактом описывается эквивалентной схемой, представленной на рис. 1.

Проходную схему удобно характеризовать коэффициентом передачи K, который определяется как отношение напряжения на согласованной нагрузке $U_{пр}$ к напряжению генератора $U_{пад}$:

$$K = \frac{U_{пр}}{U_{пад}}. \qquad (1)$$

Коэффициент передачи для схемы рис. 1 определяется выражением

$$K = \frac{n_1 n_2 R_0}{n_1^2 R_0 + n_2^2 R_0 + Z_р}, \qquad (2)$$

где

$$Z_р = r + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = r\,(1 + iy) \simeq r\left(1 + i\,\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right);$$

$\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты генератора от собственной частоты резонатора; $\Delta\omega_0$ — полуширина резонансной кривой на уровне 0,7.

Коэффициент передачи на резонансной частоте имеет вид

$$K_{\text{р}} = \frac{n_1 n_2 R_0}{n_1^2 R_0 + n_2^2 R_0 + r}. \tag{3}$$

Пусть парамагнитное поглощение вызывает увеличение r на величину Δr. Это вызовет соответствующее изменение амплитуды проходящей волны $U_{\text{пр}}$ на величину $\Delta U_{\text{пр}}$. Полагая Δr малым, получим

$$\Delta U_{\text{пр}} = \frac{\partial K_{\text{р}}}{\partial r} U_{\text{пр}} \Delta r = -\frac{n_1 n_2 R_0}{(R_0 n_1^2 + R_0 n_2^2 + r)^2} U_{\text{пр}} \Delta r. \tag{4}$$

Анализ соотношения (4) показывает, что при

$$\frac{R_0 n_1^2}{r} = \frac{R_0 n_2^2}{r} = \frac{1}{2} \tag{5}$$

величина изменения амплитуды проходящей волны $\Delta U_{\text{пр}}$ будет максимальной и определится выражением

$$\Delta U_{\text{пр макс}} = -\frac{1}{8} U_{\text{пад}} \frac{\Delta r}{r}. \tag{6}$$

Соотношение (5) определяет условие оптимального согласования в спектроскопе с проходным резонатором, при котором изменение амплитуды

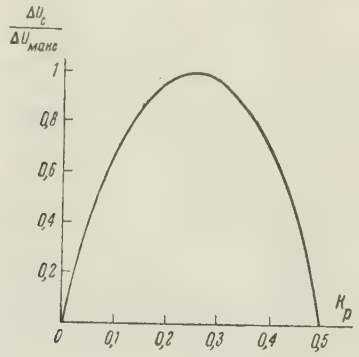


Рис. 2

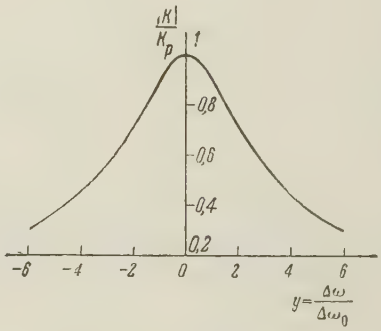


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость относительного изменения сигнала от коэффициента передачи $K_{\text{р}}$ при $n_1 = n_2$

Рис. 3. Зависимость относительного изменения сигнала от величины расстройки при оптимальном согласовании резонатора с трактом СВЧ

проходящей волны, обусловленное парамагнитным поглощением, будет максимальным. Коэффициент передачи при оптимальном согласовании равен 1/4. Зависимость относительного изменения сигнала от коэффициента передачи $K_{\text{р}}$ при $n_1 = n_2$ показана на рис. 2. Зависимость модуля коэффициента передачи от относительной расстройки $y = \Delta\omega/\Delta\omega_0$ удобно представить в виде

$$|K| = \frac{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}{\sqrt{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 + y^2}}, \tag{7}$$

где

$$\beta_1 = \frac{R_0 n_1^2}{r}; \quad \beta_2 = \frac{R_0 n_2^2}{r}.$$

Коэффициенты β_1 и β_2 обычно называют коэффициентами связи.

На рис. 3 приведен график зависимости относительного изменения коэффициента передачи от величины расстройки при оптимальном согласовании.

В схеме с отражательным резонатором при оптимальном согласовании ($\Gamma_р = 0$) амплитуда напряжения на входе приемника равна нулю. В схеме с проходным резонатором ($\beta_1 = \beta_2 = 1/2$; $K_р = 1/4$) напряжение на входе приемника равно 1/4 амплитуды падающей волны $U_{пад}$.

При оптимальных условиях согласования сигналы в отражательной и проходной схемах определяются выражениями

$$\Delta U_{отр\ макс} = \frac{1}{2}\frac{\Delta r}{r} U_{пад},$$

$$\Delta U_{пр\ макс} = -\frac{1}{8}\frac{\Delta r}{r} U_{пад}. \tag{8}$$

Из соотношений (8) следует, что величина сигнала в отражательной схеме в 4 раза больше сигнала в проходной схеме. Согласование в отражательной и проходной схемах не является критичным. Изменение модуля коэффициента отражения $\Gamma_р$ в пределах от 0 до 0,1 приводит к уменьшению сигнала не более чем на 1%.

В проходной схеме изменение коэффициента передачи от 1/5 до 1/3 приводит к уменьшению сигнала не более чем на 5%. Величина магнитной составляющей высокочастотного поля в отражательном и проходном резонаторах при оптимальных условиях согласования определяется выражениями

$$H_{отр} = c_1 I_{отр} = c_1 \frac{U_{пад}}{2\sqrt{R_0 r}},$$

$$H_{пр} = c_1 I_{пр} = c_1 \frac{U_{пад}}{2\sqrt{2}\sqrt{R_0 r}}, \tag{9}$$

где C_1 — коэффициент пропорциональности; $I_{отр}$, $I_{пр}$ — токи в отражательном и проходном резонаторах.

Из соотношений (9) следует, что при оптимальных условиях согласования и при той же амплитуде падающей волны величина высокочастотного магнитного поля в проходном резонаторе в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем в отражательном резонаторе, а следовательно, и интенсивность парамагнитного поглощения в проходном резонаторе в 2 раза меньше.

1. ВЛИЯНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СПЕКТРОСКОПА С ПРОХОДНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Амплитуда и частота реальных генераторов не являются строго постоянными, а представляют собой некоторые случайные функции. В радиоспектроскопии флуктуации амплитуды и частоты уменьшают чувствительности спектроскопов. Наибольшее влияние на чувствительность оказывает нестабильность частоты. Рассмотрим влияние нестабильности частоты в предположении, что амплитуда напряжения генератора постоянна.

Частоту генератора можно представить в виде

$$\omega = \omega_{ср} + \Delta\omega_н(t), \tag{10}$$

где $\omega_{ср}$ — среднее значение частоты; $\Delta\omega_н(t)$ — отклонение частоты от среднего значения.

Нестабильность частоты генератора обусловлена как принципиальными, так и техническими причинами [3].

Практическое значение в основном имеют технические причины нестабильности частоты: 1) нестабильность источников питания; 2) эффект мерцания; 3) микрофонный эффект.

Большую роль играет стабильность источников питания. Известно, например, что изменение напряжения на отражательном электроде клист

рона на 1 *мс* может вызвать изменение частоты клистронного генератора на 1,5—2 *кгц*. Нестабильность частоты генератора вызвана большим числом независимых случайных причин, поэтому можно предполагать, что отклонение частоты от среднего значения подчиняется нормальному закону.

Рассмотрим влияние нестабильности частоты в проходной схеме. Ограничимся случаем, когда средняя частота генератора равна или близка к собственной частоте резонатора и дисперсия флуктуаций частоты не превышает 50 *кгц*, что практически всегда реализуется в спектроскопах с достаточно качественными источниками питания сигнального генератора. Предположим также, что спектр частотной нестабильности лежит в пределах от нуля до 20 *кгц*. Это предположение дает нам право при расчете частотных шумов воспользоваться методом мгновенной частоты [4]. Полученные результаты применимы для спектроскопов с модуляцией магнитного поля в области звуковых частот.

С учетом (1) и (7) амплитуду проходящей волны при небольших расстройках можно приближенно представить в виде

$$U_{\text{пр}} \simeq \frac{\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1+\beta_1+\beta_2}\left(1-\frac{1}{2(1+\beta_1+\beta_2)^2}y^2\right)U_{\text{пад}}. \tag{11}$$

Изменение частоты падающей волны будет приводить к изменению y, т. е. к изменению коэффициента передачи. Следовательно, нестабильность частоты падающей волны вызовет соответствующую нестабильность амплитуды проходящей волны, которую и называют частотным шумом.

Дисперсия и спектр флуктуаций амплитуды проходящей волны зависят от расстройки средней частоты генератора и собственной частоты резонатора, от дисперсии и спектра нестабильности частоты генератора.

Введем обозначения: $\Delta\omega_1 = \omega_0 - \omega_{\text{ср}}$ — расстройка между собственной частотой резонатора и средней частотой генератора; $\sigma_f^2 = \overline{\Delta\omega^2(t)}$ — дисперсия частотной нестабильности; $R_f(r)$ — коэффициент корреляции отклонения частоты $\Delta\omega_{\text{н}}(t)$; $F_f(\Omega)$ — спектральная плотность отклонения частоты; $\sigma_{\text{пр}}^2 = \overline{(U_{\text{пр}} - \overline{U}_{\text{пр}})^2}$ — дисперсия амплитудной нестабильности; $R_{\text{пр}}(r)$ — коэффициент корреляции амплитудной нестабильности; $F_{\text{пр}}(\Omega)$ — спектр амплитудной нестабильности.

Амплитуду проходящей волны удобно представить в виде

$$U_{\text{пр}} = \frac{\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1+\beta_1\beta_2}\left[1-\frac{1}{2(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\Delta\omega_1+\Delta\omega_{\text{н}}}{\Delta\omega_0}\right)^2\right]U_{\text{пад}} \tag{12}$$

или

$$U_{\text{пр}} = \alpha_0 + \gamma\Delta\omega_{\text{н}} + \beta\Delta\omega_{\text{н}}^2, \tag{13}$$

где

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1+\beta_1+\beta_2}\left[1-\frac{1}{2(1+\beta_1+\beta_2)^2}\left(\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_0}\right)^2\right]U_{\text{пад}};$$

$$\gamma = -\frac{\sqrt{\beta_1\beta_2}}{(1+\beta_1+\beta_2)^3}\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_0^2}U_{\text{пад}};$$

$$\beta = -\frac{\sqrt{\beta_1\beta_2}}{2(1+\beta_1+\beta_2)^3\Delta\omega_0^2}U_{\text{пад}}.$$

Функция корреляции флуктуаций проходящей волны, соответствующая преобразованию (13), определяется соотношением [5]

$$B(\tau) = \sigma_{\text{пр}}^2 R_{\text{пр}}(\tau) = \gamma^2\sigma_f^2 R_f(\tau) + 2\beta^2\sigma_f^4 R_f(\tau). \tag{14}$$

Дисперсия амплитуды проходящей волны равна

$$\sigma_{\text{пр}}^2 = \gamma^2\sigma_f^2 + 2\beta^2\sigma_f^4. \tag{15}$$

Спектральная плотность флуктуаций амплитуды определится прямым преобразованием Фурье корреляционной функции

$$F_{\text{пр}}(\Omega) = 4\int_0^\infty B(\tau)\cos\Omega\tau\, d\tau.$$

Рассмотрим подробнее зависимость среднеквадратичного отклонения амплитуды проходящей волны $\sigma_{\text{пр}}$ от расстройки и среднеквадратичного отклонения частоты σ_f.

Для большей наглядности ограничимся случаем оптимального согласования. Подставляя в (15) значения γ^2 и β^2 и учитывая, что $\beta_1 = \beta_2 = 1/2$, после элементарных преобразований получим

$$\sigma_{\text{пр}} = \frac{\sqrt{2}}{32}\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}\sqrt{\left(\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_0}\right)^2}\, U_{\text{пад}}. \qquad (16)$$

В частном случае при точной настройке ($\Delta\omega_1 = 0$)

$$\sigma_{\text{пр}} = \frac{\sqrt{2}}{32}\left(\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}\right)^2 U_{\text{пад}}.$$

При расстройке, когда $\Delta\omega_1 \geqslant 3\sigma_f$, приближенно можно считать, что

$$\sigma_{\text{пр}} \simeq \frac{1}{16}\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_0}\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}U_{\text{пад}}.$$

Приведенные соотношения показывают, что среднеквадратичное отклонение флуктуаций амплитуды проходящей волны пропорционально амплитуде падающей волны $U_{\text{пад}}$.

При точной настройке среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\text{пр}}$ пропорционально квадрату отношения среднеквадратичного отклонения частоты к полуширине резонансной кривой резонатора.

При расстройке ($\Delta\omega_1 \geqslant 3\sigma_f$) среднеквадратичное отклонение амплитуды проходящей волны пропорционально отношению среднеквадратичного отклонения частоты к полуширине резонансной кривой.

Рассмотрим численный пример.

Пусть $U_{\text{пад}} = 4{,}5$ *в* (для стандартного прямоугольного волновода размером 10×23 *мм* это соответствует мощности 10 *мвт*); $\sigma_f = 20$ *кгц* (что по данным работ [6] и [7] соответствует хорошим клистронным генераторам); $\Delta\omega_0 = 1$ *Мгц* (для волны 3,2 *см* это соответствует добротности резонатора, равной 5000).

Для этого случая при точной настройке среднеквадратичное отклонение амплитуды проходящей волны равно $\sim 7{,}5\cdot10^{-5}$ *в*. При расстройке на 100 *кгц* ($\Delta\omega_1 = 0{,}1\,\Delta\omega_0$)

$$\sigma_{\text{пр}} \simeq 56\cdot10^{-5}\ в.$$

2. ВЛИЯНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СПЕКТРОСКОПА С ОТРАЖАТЕЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

При анализе влияния нестабильности частоты в отражательной схеме, как и ранее, будем предполагать, что средняя частота генератора равна или близка к собственной частоте резонатора и что спектр частотной нестабильности лежит в области звуковых частот.

Зависимость амплитуды отраженной волны от расстройки при $y \leqslant 0{,}3$ определяется приближенным соотношением [12]

$$U_{\text{отр}} \simeq \frac{1+\Gamma_{\text{р}}}{2}\sqrt{\left(\frac{2\Gamma_{\text{р}}}{1+\Gamma_{\text{р}}}\right)^2 + y^2}\, U_{\text{пад}}.$$

В частном случае при оптимальном согласовании ($\Gamma_p = 0$)

$$U_{отр} \simeq \frac{1}{2}|y| U_{пад}.$$

При точной настройке ($\Delta\omega_1 = 0$) среднеквадратичное отклонение флуктуаций амплитуды отраженной волны

$$\sigma_{отр} = \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{2}{\pi}}\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0} U_{пад}. \quad (17)$$

При расстройке, когда $\Delta\omega_1 \gg 3\sigma_f$ приближенно можно считать, что

$$\sigma_{отр} \simeq \frac{1}{2}\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0} U_{пад}.$$

Рассмотрим численный пример.

Пусть $U_{пад} \simeq 4{,}5$ *в*, $\sigma_f = 20$ *кгц*, $\Delta\omega_0 = 1$ *Мгц*. В этом случае при точной настройке среднеквадратичное отклонение флуктуаций амплитуды отраженной волны

$$\sigma_{отр} \simeq 27 \cdot 10^{-3}\ в.$$

С увеличением $|\Gamma_p|$ шумы, обусловленные нестабильностью частоты, уменьшаются. При $\frac{2|\Gamma_p|}{1+\Gamma_p} \geqslant \frac{1}{3}|y|$ амплитуду отраженной волны приближенно можно представить в виде

$$U_{отр} \simeq \Gamma_p\left[1 + \frac{1}{8}\frac{(1+\Gamma_p)^2}{\Gamma_p^2} y^2\right] U_{пад}.$$

Для этого случая среднеквадратичное отклонение флуктуаций амплитуды отраженной волны определится выражением

$$\sigma_{отр} = \frac{\sqrt{2}}{8}\frac{(1+\Gamma_p)^2}{|\Gamma_p|}\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}\sqrt{\left(\frac{\sigma_f}{\Delta\omega_0}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_0}\right)^2} U_{пад}, \quad (18)$$

при $\Gamma_p = 0{,}1$ и точной настройке среднеквадратичное отклонение флуктуаций амплитуды отраженной волны равно

$$\sigma_{отр} \simeq 4 \cdot 10^{-3}\ в.$$

Из соотношений (15) и (18) легко получить

$$\frac{\sigma_{отр}}{\sigma_{пр}} = \frac{1}{4}\left(1 - \Gamma_p\right)^2\left(1 + \frac{\beta_1 + \beta_2}{\sqrt{\beta_1\beta_2}}\right)^2. \quad (19)$$

В частности, при $\beta_1 = \beta_2 = 1/2$ и $\Gamma_p = 0{,}1$ отношение $\sigma_{отр}/\sigma_{пр} \simeq 50$. С увеличением $|\Gamma_p|$ величина частотных шумов в отражательной схеме уменьшается. При $\Gamma_p = 1/4$ отношение $\sigma_{отр}/\sigma_{пр} = 25$. При связи, выше критической ($\Gamma_p = -1/4$), отношение $\sigma_{отр}/\sigma_{пр} = 9$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В зависимости от уровня мощности генератора и схемы приемника чувствительность радиоспектроскопа может ограничиваться либо шумами приемника, либо шумами, обусловленными нестабильностью частоты сигнального генератора.

Для повышения чувствительности радиоспектроскопов необходимо, во первых, повышать чувствительность приемника, во-вторых, уменьшать величину частотных шумов.

Возможны два способа уменьшения частотных шумов.

1. Увеличение стабильности частоты сигнального генератора (уменьшение дисперсии частотной нестабильности).

2. Соответствующий выбор, настройка и согласование элементов волноводного тракта.

В работе дана количественная оценка частотных шумов в проходной и отражательной схемах для практически важного случая, когда средняя частота генератора близка или равна собственной частоте резонатора. Приведенные соотношения и численные примеры показывают, что флуктуации частоты генератора имеют наиболее существенное значение для отражательной схемы, особенно для согласований, при которых $|\Gamma_p| < 0{,}1$. Частотные шумы в проходной схеме примерно на два порядка меньше частотных шумов в отражательной схеме.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Feher, Bell System Techn. J., 1957, 36, 2, 449.
2. В. И. Муромцев, А. К. Нискунов, Радиотехника и электроника, 1961, 6, 2, 250.
3. Г. С. Горелик, ЖЭТФ, 1950, 20, 4, 351.
4. И. С. Гоноровский, Основы радиотехники, Связьиздат, 1957.
5. В. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах. Изд. Советское радио, 1951.
6. Shimoda Koichi, J. Phys. Soc. Japan, 1953, 8, 1, 131.
7. M. Peter, M. N. Strandberg, Proc. I. R. E., 1955, 43, 7, 835.

Поступила в редакцию
30 VI 1960

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФИЛЬТР ВОЛНЫ H_{02} В ВОЛНОВОДЕ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

М. В. Персиков

Проведенные в последние годы исследования показали, что на волне H_{01} в волноводе круглого сечения могут быть созданы волноводные линии с малыми потерями [1]. Однако волна H_{01} в волноводе круглого сечения преобразуется на неоднородностях линии (стык двух участков волновода, согласующий переход, изгиб и т. п.) в волны других типов, что увеличивает потери. При правильном выборе конструкции неоднородных участков линии преобразование волны H_{01} в волны других (паразитных) типов можно свести к достаточно малой величине. Но даже в этом случае появление волн паразитных типов приводит к искажению сигнала из-за образования в линиях попутного потока [2], а при возникновении резонансных явлений на волне паразитного типа — к значительному увеличению потерь [3]. Поэтому в линию необходимо включать фильтры, подавляющие волны паразитных типов.

Несимметричные волны H_{mn} $(m \geqslant 1)$ и волны E_{mn} имеют продольные токи в стенках волновода и могут быть отфильтрованы фильтром с кольцевой структурой стенок [4]. Волны H_{0n} имеют только поперечные точки в стенках волновода и проходят через кольцевой фильтр практически без потерь.

В связи с этим при передаче сигнала на волне H_{01} возникают большие трудности, связанные с необходимостью фильтрации волн $H_{0n}(n \geqslant 2)$, образующихся на неоднородностях волноводной линии. Наиболее опасна волна H_{02}, так как она возникает, как правило, с наибольшей амплитудой.

В литературе [5] описан способ фильтрации волны H_{02}, основанный на том, что в волноводе создаются условия, неблагоприятные для распространения волны этого типа. Для этого в волноводе круглого сечения вдоль всей его длины размещаются диэлектрические диски (на определенном расстоянии друг от друга). Практическое осуществление такой системы связано со значительными трудностями. Кроме того, из-за несовершенства существующих диэлектриков потери на основной волне H_{01} в такой системе существенно возрастут по сравнению с обычными волноводными линиями.

В предлагаемом нами фильтре волны H_{02} в волноводе круглого сечения фильтрация осуществляется за счет преобразования этой волны в несимметричные волны (в основном в волны E_{12}, H_{12}, H_{13})*, которые, в свою очередь, подавляются фильтром с кольцевой структурой стенок (рис. 1). Как видно из рис. 1, фильтр состоит из двух основных частей: преобразователя и кольцевого фильтра. Для преобразования волны H_{02} в несимметричные волны волновод круглого сечения радиуса R делится на два полукруглых волновода металлической пластиной, расположенной по диаметру, причем радиус одного из полукруглых волноводов (на рисунке — верхнего) постепенно уменьшается до величины R_1. На выходе преобразователя радиусы полукруглых волноводов снова выравниваются и металлическая пластина обрывается. В описанном устройстве волна H_{02} делится на две волны квази-H_{02} в полукруглых волноводах, которые распространяются в последних с разными фазовыми скоростями. В нашем случае изменение фазовой скорости в одном из полукруглых волноводов осуществляется за счет уменьшения радиуса $(R_1 < R)$. В общем случае изменить фазовую скорость можно, вставляя в один из полукруглых волноводов диэлектрический, ферритовый или металлический стержень. На выходе преобразователя фазы волн в полукруглых волноводах будут сдвинуты на угол

$$\alpha = (\gamma - \gamma_1)\, l_э,$$

где α — разность фаз волн квази-H_{02} на выходе полукруглых волноводов; γ и γ_1 — фазовые постоянные соответственно в нижнем и верхнем полукруглых волноводах; $l_э$ — эквивалентная длина участка, имеющего уменьшенный радиус R_1, с учетом переходов к этому радиусу.

---

* Процентное содержание несимметричных волн на выходе преобразователя зависит от отношения $2R/\lambda$. В рассматриваемом случае $2R/\lambda \simeq 3$.

Подобрав длину $l_э$ так, чтобы разность фаз α на выходе полукруглых волноводов была равна π, получим картину поля, изображенную в середине верхней части рис. 1. При переходе к волноводу круглого сечения эта картина поля преобразуется в основном в волны E_{12}, H_{12}, H_{13}. Для иллюстрации этого процесса в верхней части рис. 1 показано преобразование волны H_{02} в волну E_{12}.

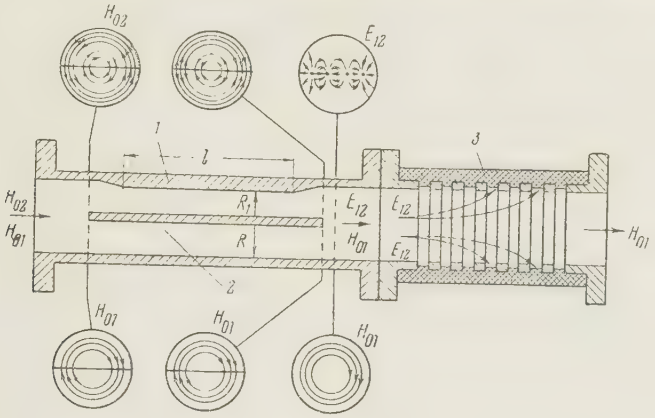


Рис. 1. Принцип построения фильтра волны H_{02}:
1 — преобразователь; *2* — металлическая пластина; *3* — кольцевой фильтр

Волна H_{01}, распространяясь в полукруглых волноводах, тоже расфазируется, хотя и в значительно меньшей степени, так как разность фазовых скоростей в полукруглых волноводах для этой волны меньше, чем для волны H_{02}. Расфазирование волны H_{01} на выходе устройства также приводит к образованию несимметричных волн в волноводе круглого сечения (в основном E_{11}, H_{11}, H_{12}) и, соответственно к существенному увеличению потерь. Для устранения этого явления полукруглые волноводы связаны между собой двумя рядами узких поперечных щелей, расположенных в максимуме продольного тока волны H_{01} в металлической пластине, разделяющей полукруглые волноводы. Такая система связи выравнивает фазовые скорости волны H_{01} в полукруглых волноводах. В то же время в области этих щелей продольный ток, создаваемый в пластине волной H_{02}, равен нулю. Следовательно, связь между полукруглыми волноводами на этой волне отсутствует и для нее остаются в силе указанные выше соображения. Таким образом описанное устройство фильтрует волну H_{02}, практически не влияя на условия распространения волны H_{01} (нижняя часть рис. 1).

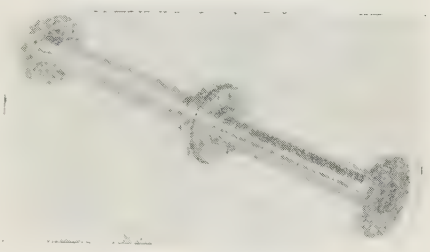


Рис. 2. Общий вид фильтра волны H_{02}

Для экспериментальной проверки приведенных выше положений был создан образец фильтра волны H_{02} (рис. 2). Измерения проводились в волноводе диаметра 25 *мм*; разность радиусов $R - R_1$ составляла 0,5 *мм*; длина преобразователя равнялась 150 *мм*; кольцевой фильтр имел примерно такую же длину. В диапазоне волн 8 *мм* при полосе порядка 5% потери на волне H_{02} в таком устройстве составили 7—8 *дб*. Потери на волне H_{01} были равны всего 0,14 *дб*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Казначеев, Широкополосная дальняя связь по волноводам, Изд. АН СССР, 1959.
2. Б. З. Каценеленбаум, В. В. Малин, Формирование попутного потока в длинной волноводной линии, Радиотехника и электроника, 1958, 3, 6, 750.
3. A. P. King, E. A. Marcatili, Transmission loss due to resonance of loosely-coupled modes in a multi-mode system, Bell System Techn. J., 1956, 35, 4, 899.
4. A. P. King, Observed 5—6 mm attenuation for the circular electric wave in small and medium-sized pipes, Bell System Techn. J., 1956, 35, 5, 1115.
5. M. Jouguet, Propagation dans les system a structure discontinue et periodique et application aux guides, Câbles et transm., 1959, 12, 1, 23.

Поступило в редакцию
9 IV 1960

О ВОЗБУЖДЕНИИ ВОЛНЫ H_{01} В ВОЛНОВОДЕ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

М. В. Перенков

Для исследований по волноводным линиям связи [1] требуются возбудители волны H_{01} в волноводе круглого сечения с малыми потерями. Поскольку вакуумные приборы сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн рассчитаны на работу с волноводами прямоугольного сечения, такой возбудитель должен преобразовывать волну H_{10} в волноводе прямоугольного сечения в волну H_{01} в волноводе круглого сечения. Лучшие образцы описанных в литературе преобразователей $H_{10}^{\square} \rightarrow H_{01}^{\bigcirc}$ имеют потери

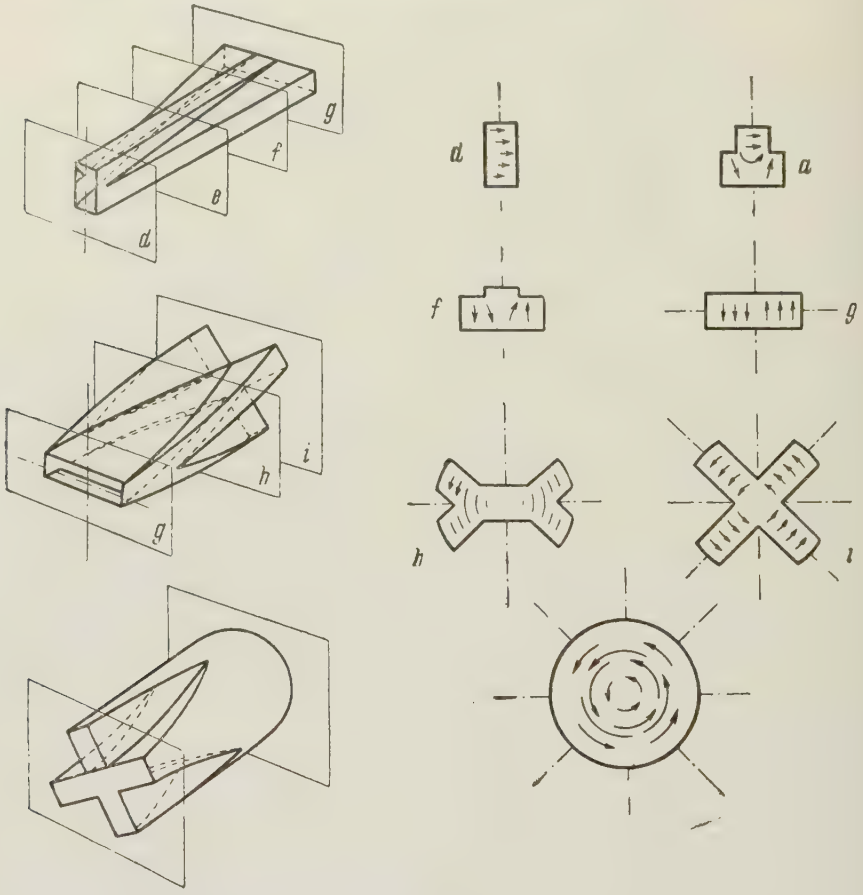


Рис. 1. Принцип построения преобразователя $H_{10}^{\square} \rightarrow H_{01}^{\bigcirc}$

порядка 0,5 *дб* [2, 3]. Такие потери не всегда допустимы. Так, например, в измерительных установках потери в самой линии, имеющей небольшую длину, могут оказаться значительно меньше этой величины.

Сопоставление различных видов преобразователей показало, что наиболее перспективным является преобразователь, описанный в работе [3]. Принцип построения такого преобразователя показан на рис. 1*. Процесс преобразования волны H_{10} в волноводе прямоугольного сечения в волну H_{01} в волноводе круглого сечения ясен из правой части рисунка. При правильном выборе размеров поперечного сечения и идеальной симметрии устройства в такой системе не будут возбуждаться волны паразитных типов. Однако выполнение наиболее сложного участка преобразователя (среднего на рисунке) связано с большими технологическими трудностями. Спиральные поверхности практически не удается сделать в достаточной степени идентичными, что приводит к нарушению симметрии и, соответственно, появлению волн паразитных типов на выходе преобразователя.

* Чертежи преобразователя любезно присланы нам П. Марье.

Исследования показали, что потери в экспериментальных образцах преобразователей определяются в основном возбуждением в волноводе круглого сечения волн паразитных типов. Для уменьшения этих потерь необходимо повысить точность изготовления среднего участка (преобразователя $H_{20}^{\square} \rightarrow$ квази-H_{01}^{+}), что осуществляется путем упрощения его конфигурации.

На рис. 2 показан преобразователь, в котором переход от волновода прямоугольного сечения к крестообразному волноводу осуществляется при помощи устройства, имеющего простые образующие (сечение цилиндрической поверхности плоскостями).

Экспериментальные образцы преобразователей $H_{10}^{\square} \rightarrow H_{01}^{\bigcirc}$ (рис. 3) имели потери порядка 0,25 *дб* в диапазоне волн 8 *мм* в полосе 5%; ксв — порядка 1,1. В отдельных точках диапазона потери были менее 0,2 *дб*, что свидетельствует о возможности дальнейшего снижения потерь в преобразователях такого вида.

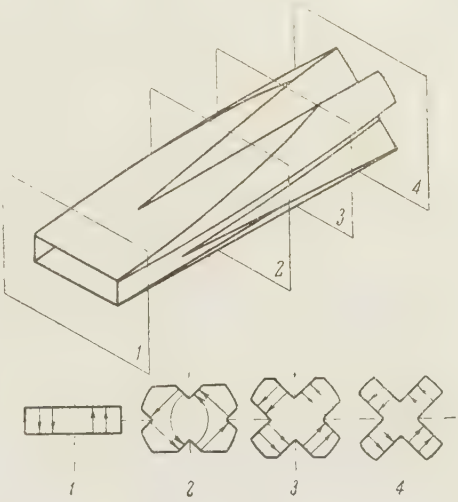


Рис. 2

Рис. 2. Упрощенная конфигурация преобразователя $H_{20}^{\square} \rightarrow$ квази-H_{01}^{+}

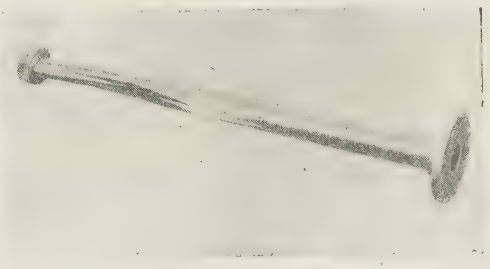


Рис. 3. Общий вид преобразователя $H_{10}^{\square} \rightarrow H_{01}^{\bigcirc}$

Рис. 3

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Н. Марье за любезно присланные чертежи преобразователя и Ю. И. Казначееву за постановку этой работы и постоянное внимание к ней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Казначеев, Широкополосная дальняя связь по волноводам, Изд. АН СССР, 1959.
2. Дж. К. Саусворт, Принципы и применения волноводной передачи, перев. с англ., Изд. Советское радио, 1955.
3. P. Marié, Transitions Créant le Mode TE_{01} Circulaire a Partir du Mode TE_{01} Rectanglaire, Onde électr., Communications presentées au Congrés International des Circuits et Antennas Hyperfrequences, Paris, 1957, **2**, 471.

Поступило в редакцию
19 IV 1960

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

О ДИФФУЗИОННОМ УРАВНЕНИИ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА

В статье М. Е. Герценштейна и В. Б. Васильева [1] показано, что преобразование плотности вероятности W коэффициента отражения волны r вдоль статистически неоднородного волновода описывается уравнением

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \Delta W, \tag{1}$$

где t — безразмерная длина рассматриваемого участка волновода; Δ — оператор Лапласа на плоскости Лобачевского.

Однако из-за неправильного истолкования бельтрамиевых координат авторы [1] допустили ошибку при вычислении оператора Δ и поэтому получили неверные результаты.

В настоящей заметке методом, предложенным М. Е. Герценштейном и В. Б. Васильевым, находится уравнение для статистически неоднородного волновода.

Как отмечено в [1], каждая новая неоднородность приводит к дробно-линейному преобразованию коэффициента отражения

$$r_{\text{сум}} = \frac{r_1 + r_2 e^{i2\alpha}}{1 + r_1^* r_2 e^{i2\alpha}}, \tag{2}$$

сохраняющему единичную окружность на плоскости $r = x + iy$. Единичный круг ($|r| \leqslant 1$) с группой движений (2) можно рассматривать как модель Пуанкаре плоскости Лобачевского. Авторы работы [1] отождествили координаты x, y точек круга Пуанкаре с бельтрамиевыми координатами плоскости Лобачевского и при вычислении оператора Лапласа — Бельтрами в круге Пуанкаре употребили метрическую форму

$$ds^2 = \frac{(1 - y^2)\,dx^2 + 2xy\,dx\,dy + (1 - x^2)\,dy^2}{(1 - x^2 - y^2)^2} \tag{3}$$

или в координатах

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \rho}{1 - \rho}, \qquad \varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x} \quad (\text{где } \rho = |r|),$$

использованных в [1],

$$ds^2 = d\eta^2 + \operatorname{sh}^2 \eta d\varphi^2. \tag{4}$$

Метрическая форма (3) (а следовательно, и (4)) неинвариантна относительно преобразования (2).

Инвариантная метрика в круге Пуанкаре задается (см. [2], стр. 33) формой

$$ds^2 = 4 \frac{dx^2 + dy^2}{(1 - x^2 - y^2)^2}. \tag{5}$$

С учетом (5) уравнение (1) запишется в виде

$$\frac{\partial W(x, y, t)}{\partial t} = \frac{(1 - x^2 - y^2)^2}{4} \left\{ \frac{\partial^2 W(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W(x, y, t)}{\partial y^2} \right\}. \tag{6}$$

Вероятность ΔP нахождения x, y в интервале Δx, Δy определяется равенством

$$\Delta P = W(x, y, t) \frac{4 \Delta x \Delta y}{(1 - x^2 - y^2)^2}. \tag{7}$$

Переходя к переменным ρ и φ и выполняя интегрирование по φ, найдем

$$4 \frac{\partial W(\rho, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left\{ (1 - \rho^2)^2 W(\rho, t) \right\} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \{ (1 - \rho^2)^2 \rho W(\rho, t) \}, \tag{8}$$

причем

$$\Delta P = W(\rho, t)\,\rho\Delta\rho.$$

Уравнение (7) было получено ранее иным методом [3]. Его решение для согласованного на выходе волновода ($W(\rho, t)|_{t=0} = \delta(\rho)/\rho$) имеет вид [3]

$$W(\rho, t) = \frac{2e^{-t/4}}{\sqrt{\pi t^3}\,(1-\rho^2)^2}\int_0^1 \frac{f \ln f}{\xi(1-\xi)}\, e^{-(\ln f)^2/t} d\xi,$$

где

$$f^2 = \frac{(1-\rho^2)\,\xi(1-\xi)}{1-\xi(1-\rho^2)}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Герценштейн, В. Б. Васильев, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 4, 611.
2. Б. А. Фукс, Неевклидова геометрия в теории конформных и псевдоконформных отображений, ГИТТЛ, 1951.
3. В. И. Беспалов, Изв. вузов МВО СССР (Радиофизика), 1959, 2, 5, 711.

С. И. Альбер, В. И. Беспалов

Поступило в редакцию
4 VI 1960

ПО ПОВОДУ ПИСЬМА С. И. АЛЬБЕРА И В. И. БЕСПАЛОВА «О ДИФФУЗИОННОМ УРАВНЕНИИ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА»

По поводу письма С. И. Альбера и В. И. Беспалова «О диффузионном уравнении для статистически неоднородного волновода» сообщаем следующее.

1. Ошибка в нашей работе [1] свелась к масштабному множителю в координате η.

Метрическая инвариантная форма (5), приведенная в письме С. И. Альбера и В. И. Беспалова,

$$ds^2 = 4\frac{dx^2 + dy^2}{[1-(x^2+y^2)]^2}$$

переходом к полярным координатам

$$x = \rho\cos\varphi;\ y = \rho\sin\varphi;\ \varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x}$$

приводится к виду

$$ds^2 = 4\frac{d\rho^2 + \rho^2 d\varphi}{(1-\rho^2)^2}.$$

Полагая, как и в работе [1],

$$\rho = \operatorname{th}\eta,\ \eta = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\rho}{1-\rho},$$

получаем

$$ds^2 = 4\operatorname{ch}^4\eta\left[\left(\frac{d\eta}{\operatorname{ch}^2\eta}\right)^2 + \operatorname{th}^2\eta\, d\varphi\right] = 4[d\eta^2 + (\operatorname{sh}\eta\operatorname{ch}\eta)^2 d\varphi^2] = [d(2\eta)]^2 + \operatorname{sh}^2 2\eta d\varphi^2.$$

Таким образом, мы получаем основную метрическую форму работы [1] — формулу (4) письма Альбера и Беспалова

$$ds^2 = d\eta^2 + \operatorname{sh}^2\eta d\varphi^2$$

в координатах

$$\eta = \ln \frac{1+\rho}{1-\rho}; \qquad \varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x},$$

причем координата η вдвое больше координаты η работы [1]. Поправка опубликована в журнале «Теория вероятностей», 1960, 5, 3, 376.

2. Оригинальный метод решения рассматриваемой задачи применен в работе Ф. И. Карпелевича, В. Н. Туртубалина, М. Г. Шура «Предельные теоремы для композиций распределений вероятностей в плоскости и пространстве Лобачевского» (см. «Теория вероятностей», 1959, 4, 4, 432).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Герценштейн, В. Б. Васильев, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 4, 611; Теория вероятностей, 1959, 4, 4, 424.

М. Е. Герценштейн, В. Б. Васильев

КРИТИКА И БИБЛИОГРАФИЯ

КНИГИ ПО РАДИОТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ В 1961 г.

Планами издательств на 1961 г. предусмотрен выпуск значительного количества книг: монографий, учебников, учебных пособий, справочной и научно-популярной литературы по радиотехнике, электронике, а также смежным областям знаний.

Ниже по материалам издательств приводится информация об этих планах (указаны названия свыше 300 книг). Книги даны с краткими аннотациями, указаны примерные сроки их выпуска, предполагаемые тиражи и объем.

Государственное энергетическое издательство

Учебники и учебные пособия

Александрова А. Т. и др., «Технология оборудования электровакуумного производства», 27 л., 8000 экз. (III кв.).

Рассмотрены принципы работы, конструкции и даны некоторые расчеты технологического оборудования, служащего для производства наиболее массовых типов электровакуумных приборов.

Учебное пособие для электровакуумных техникумов.

Каганов И. Л., «Общий курс промышленной электроники», 25 л., 25 000 экз. (II кв.).

Рассмотрены основные электровакуумные и полупроводниковые приборы и схемы их применения. Изложены принципы действия и описаны конструкции электронных, ионных и полупроводниковых вентилей и схем неуправляемых и управляемых выпрямителей. Рассмотрены различные виды электрических ламп и полупроводниковых триодов, а также схем усилителей, генераторов устройств импульсной техники, применяемых в автоматике и вычислительных машинах. Приводятся описания фотоэлементов и электронно-лучевых приборов, находящих применение в промышленной электронике.

Предназначена в качестве учебника для студентов электротехнических вузов и факультетов.

Кацман Ю. А., «Основы теории и расчета радиоламп», изд. 2-е, перераб. и доп., 28 л., 20 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются вопросы проектирования и расчета катодов, диодов, триодов, многоэлектродных ламп, ламп СВЧ с электростатическим управлением, клистронов, магнетронов.

Предназначена для студентов электротехнических и радиотехнических вузов и факультетов.

Кацман Я. А., Птицын С. В., Иориш А. Е., «Основы технологии производства электровакуумных приборов», 25 л., 15 000 экз. (II кв.).

Дается систематизированное описание основных технологических процессов электровакуумного производства. Рассматриваются: металлозаготовительные операции электровакуумного производства, катоды, керамика, газопоглотители, стеклозаготовительные операции, сборка, испытание, контроль готовой продукции.

Предназначена для студентов электровакуумных и радиотехнических техникумов.

Коллектив авторов, под ред. К. В. Шалимовой, «Специальный практикум по полупроводниковым приборам», 27 л., 8000 экз. (III кв.).

Описаны лабораторные работы, служащие дополнением к курсу лекций по полупроводниковым приборам. Темы работ охватывают физику электронных полупроводников, технологию полупроводниковых материалов, методы их исследования и испытания, основы применения и работы в схемах полупроводниковых приборов.

Учебное пособие для студентов, специализирующихся в области полупроводниковой электроники.

Лебедев И. В., под ред. Н. Д. Девяткова, «Техника и приборы сверхвысоких частот», 35 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассмотрены общие проблемы современной электроники сверхвысоких частот и основные типы электровакуумных приборов СВЧ: триоды, клистроны, магнетроны, лампы с бегущей волной, резонансные разрядники и др. Приведены соображения по

конструированию электровакуумных приборов и намечены перспективы их развития.

Предназначена в качестве учебного пособия для студентов энергетических, электротехнических и радиотехнических вузов.

Тягунов Г. А., «Электровакуумные и полупроводниковые приборы», 38 л., 25 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена систематическому изложению физических основ и элементарной теории электронных, ионных и полупроводниковых приборов. Рассматриваются все виды таких приборов с особым углублением вопросов, относящихся к приборам, применяемым в радиотехнике и электронике.

Предназначена для студентов вузов.

Научно-техническая литература. Монографии

Агте, Вацек и др., перев. с чешск., «Вольфрам и молибден в электровакуумном производстве», 22 л., 8000 экз. (IV кв.).

Описан металлокерамический способ производства вольфрама и молибдена, применяемый в электровакуумной промышленности.

Артым А. Д., «Теория и методы осуществления частотной модуляции», 12 л., 7000 экз. (II кв.).

Рассматриваются: прохождение частотно-модулированных колебаний через линейные цепи; получение частотной модуляции при помощи фазовой; методы понижения искажений при частотной модуляции. Даются примеры проектирования устройств с частотной модуляцией.

Балабанян Н., «Синтез электрических цепей», перев. с англ., 23 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассмотрены вопросы синтеза двухполюсников и четырехполюсников, состоящих как из реактивных элементов, так и из элементов с потерями. Разобраны различные методы построения двухполюсников и четырехполюсников по заданным частотным характеристикам сопротивлений, проводимостей или передаточных функций.

Барановский, «Электронно-лучевые трубки», 12 л., 8000 экз. (II кв.).

Изложены принцип действия, элементы конструкции, технология производства и контроля приемных телевизионных электронно-лучевых трубок (кинескопов), а также наиболее распространенных трубок для осциллографии и радиолокации.

Описано типовое оборудование, применяемое для производства электронно-лучевых трубок в Советском Союзе.

Белов Ф. И., Соловейчик Ф. С., «Вопросы обеспечения надежности радиоэлектронной аппаратуры», 10 л., 1 000 экз. (I кв.).

Обзор докладов, обсужденных на симпозиуме по вопросам надежности радиоэлектронной аппаратуры (США, 1958 г.).

Блискунов Н. А., Каменецкий И. Я., «Технология производства электровакуумных приборов», ч. 3, 15 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагается технология изготовления вакуумно-плотной керамики и внутриламповых изоляторов. Рассматриваются сборка и заварка, откачка и цоколевка приборов.

Брон О. Б., «Поле как вид материи», 15 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Освещается история развития представлений об электромагнитном поле и излагается существо вопроса. Рассматриваются следствия, вытекающие из современных представлений о поле.

Буклер В. О. и др., «Монтаж радиоаппаратуры», изд. 2-е, перераб., 22 л., 40 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрены приемы выполнения монтажа различных элементов, узлов и комплектов радиоустройств. Описаны методы проверки и контроля монтажа. Даны основные сведения о применяемых при монтаже материалах и инструментах.

Варламов Р. Г., «Проектирование и компоновка радиоэлектронного оборудования», 7 л., 10 000 экз. (II кв.).

Рассмотрены общие вопросы проектирования радиоэлектронного оборудования, даны характеристики и некоторые рекомендации, рассмотрены вопросы компоновки функциональных узлов и радиокомпонентов и некоторые предельные характеристики радиоэлектронного оборудования (объем, вес и кпд).

Веклич и др., «Технология производства стекла в электровакуумной промышленности», 15 л., 8000 экз. (I кв.).

Описана технология составления шихты, приведены составы и физико-химические свойства основных электровакуумных стекол, рассмотрены стекловаренные печи, их обслуживание и ремонт, изложена физико-химическая сущность процессов стекловарения, дано описание способов выработки изделий. Рассмотрены основные виды брака стеклянных изделий, причины их возникновения и способы устранения. Представлены также способы контроля стеклянных изделий.

Гапулич А. К., «Электронные моделирующие установки», 4 л., 15 000 экз. (II кв.).

Описание малогабаритных вычислительных устройств непрерывного действия, построенных на усилителях постоянного тока и предназначенных для решения различных математических зависимостей.

Излагаются принципы действия решающих усилителей постоянного тока, работающих в режимах интегрирующего, суммирующего, масштабного и инверторного

вещьев, а также принципы действия множительных блоков и функциональных преобразователей.

Гартман, «Фотоумножители», перев. с нем., 13 л., 8000 экз. (I кв.).

Освещены основные особенности фотоэлектронных умножителей и элементарные процессы, происходящие в них; области применения умножителей в измерительной технике.

Гитис Э. И., «Преобразователи для электронных цифровых вычислительных машин», 15 л., 15 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются принципы построения, схемы и конструкции преобразователей непрерывных (аналоговых) величин в цифровые и цифровых в непрерывные.

Глебов Г. Д., «Поглощение газов активными металлами», 10 л., 8 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются сорбционные свойства «активных» металлов, применяемых в качестве поглотителей в электровакуумной технике (бария, тория, циркония и т. п.). Приведены материалы кинетического исследования процессов и механизма взаимодействия таких металлов с водородом, кислородом и другими газами в области низких и умеренных давлений, дана сравнительная оценка эффективности и надежности поглотителей.

Дан обзор литературы по вопросам технологии изготовления и применения геттеров.

Голембо З. Б., «Применение методов кибернетики в электротехнике», 13 л., 10 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена методам электротехнического анализа при помощи цифровых электронных машин.

Рассмотрены вопросы взаимосвязи между математической логикой, вычислительной математикой и решением электротехнических задач, применения математического аппарата и вычислительных машин, формулируются требования к расчетным методам.

Гуткин Л. С., «Теория оптимальных методов радиоприема», 20 л., 10 000 экз. (I кв.).

В книге систематизирован и обобщен обширный материал по теории оптимальных методов радиоприема.

Заездный А. М., «Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи», 22 л., 7000 экз. (I кв.).

Излагаются точные и приближенные методы гармонического синтеза и приводятся примеры использования этих методов при изучении переходных и установившихся процессов.

Зеленский С. И., Михалков К. В. (редакторы), «Системы промышленного телевидения» (сб. статей и рефератов по зарубежным материалам), 12 л., 10 000 экз. (III кв.).

Капланов М. Р., Левин В. А., «Автоматическая подстройка частоты», 35 л., 10000 экз. (IV кв.).

Рассмотрена классификация различных систем автоматической подстройки частоты, применяемых в различных радиотехнических устройствах, приведены многие наиболее употребительные на практике схемы. Приведены расчетные формулы, необходимые при проектировании, расчете аппаратуры с автоматической подстройкой. Рассмотрены современные схемы фазовых дискриминаторов, газоразрядные и полупроводниковые приборы, применяемые в схемах подстройки.

Карпихин В. В., «Техника измерений электрических параметров конденсаторов», 10 л., 8000 экз. (III кв.).

В книге описаны массовые электрические измерения. Помимо измерений бумажных и слюдяных конденсаторов, рассмотрены приборы для измерения керамических, металлобумажных, стеклоэмалевых, стирофлексных конденсаторов.

Кляцкин И. Ш., Брунов Б. Я., Гольденберг Л. М., Цейтлин Л. А., «Теория электромагнитного поля», 25 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются электрическое поле неподвижных зарядов, стационарное электрическое поле и магнитное поле постоянных токов. Приводятся основные уравнения электромагнитного поля и указываются методы их решения. Излагаются необходимые сведения по таким вопросам, как плоские электромагнитные волны, поверхностный эффект, возникновение электромагнитной энергии, волноводы и объемные резонаторы. Преимущественное внимание уделено переменным и электромагнитным полям и вопросам распространения электромагнитных волн.

Кобяков Н. П., Николаев Б. В., Носов Б. М., «Механизация и автоматизация технологических процессов изготовления и сборки печатного монтажа», 10 л., 8000 экз. (III кв.).

Изложены основные сведения о печатных схемах, способах изготовления и приведены основные требования к деталям печатных схем, которые необходимы для механизации и автоматизации технологических процессов. Приведены описание станков и оборудования для изготовления и сборки печатных схем, их конструкция и принципы работы. Рассмотрены элементы конструкции станков и схемы управления.

Крайзмер Л. П., «Устройства хранения дискретной информации», 25 л., 5000 экз. (I кв.).

Описываются технические устройства хранения и информации (запоминающие устройства, накопители информации и т. д.), физические принципы, на которых основаны запоминающие устройства, основные технические конструкции, приводятся характеристики и указывается область их применения.

Красильников Н. Н., «Помехоустойчивость телевизионных систем», 12 л., 5000 экз. (II кв.).

Рассматриваются возникновение и структура шумов в телевизионных устройствах. Анализируется влияние шумов на разрешающую способность телевизионного устройства и приводятся нормы на помехоустойчивость телевизионных систем. Дан инженерный метод расчета помехоустойчивости телевизионного устройства и рекомендуются конкретные меры, направленные к ее повышению. Излагается методика шумовых измерений в телевизионной аппаратуре.

Красовский А. А., Поспелов Г. С., «Основы автоматики и технической кибернетики», 40 л., 15 000 экз. (II кв.).

В книге дано систематическое изложение прикладной теории некоторых элементов автоматического устройства процессов автоматического регулирования и вопросов технической кибернетики.

Излагаются основы теории дискретных и линейных нестационарных систем.

Значительное внимание уделено новым понятиям информации и энтропии в замкнутых системах автоматического управления.

Кузьменко М. И., Сиваков А. Р., «Полупроводниковые преобразователи постоянного тока», 8 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагаются основные положения теории и методы расчета преобразователей постоянного тока низкого напряжения в постоянный ток высокого напряжения.

Максимович Н. Г., «Линейные электрические цепи и их преобразование», 12 л., 12 000 экз. (II кв.).

Рассмотрены вопросы теории и основные методы решения линейных электрических цепей.

Мамонтов О. В., «Применение методов кибернетики в теории электронных релейных защит», 10 л., 100 000 экз. (III кв.).

Кратко излагаются основные положения кибернетики и теории управляющих машин, теории электронных релейных защит. Освещаются общие вопросы физики полупроводников, характеристики и экспериментальные данные полупроводниковых диодов и триодов. Излагаются принципы построения и описываются схемы релейных защит на полупроводниковых элементах.

Нечаев Г. К., Удалов Н. П., «Полупроводниковые термосопротивления в схемах автоматики», 5 л., 15 000 экз. (I кв.).

Описаны параметры и характеристики полупроводниковых термосопротивлений, даны краткие сведения об образцах, выпускаемых промышленностью. Изложены некоторые свойства цепей с термосопротивлениями.

Партридж Г., «Электронные измерительные приборы», перев с англ., 20 л., 15 000 экз. (II кв.).

Описаны принципы действия различных электронных приборов для измерения электрических и неэлектрических величин в диапазоне частот до 1 *Мгц*. Рассмотрены конкретные принципиальные схемы и особенности работы многих приборов различного назначения.

Парнес М. Г., «Механизация и автоматизация изготовления деталей радиоаппаратуры», 18 л., 10 000 экз. (II кв.).

Дан обзор современного состояния механизации и автоматизации изготовления деталей радиоаппаратуры и описывается соответствующее оборудование. Приводится анализ наиболее целесообразных методов механизации и автоматизации производства радиодеталей и указываются пути технического прогресса в этой области. Рассматриваются вопросы экономической эффективности внедрения новой техники.

«Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением» (сб. переводных статей), 17 л., 10 000 экз. (I кв.).

Приведены статьи по вопросам теории, технологии изготовления и конструирования новых полупроводниковых приборов, на статической или динамической вольтамперной характеристике которых имеется участок отрицательного сопротивления. Приведено описание таких приборов, указаны их параметры и область применения.

Рабкин Л. И., Эпштейн О. Ш., Соскин С. А., «Технология магнитных полупроводников», 23 л., 5 000 экз. (II кв.).

Обобщается отечественный и зарубежный опыт по технологии производства неметаллических ферромагнитов. Приводятся характеристики исходного сырья и методы его испытания. Рассматриваются технологические особенности методов приготовления различных ферритов в зависимости от их химического состава. Описываются оборудование и приспособления, необходимые как для производства ферритов, так и для изготовления изделий из них. Даются важнейшие магнитные характеристики различных ферритов в постоянных и переменных полях.

«Радиопомехи от линий электропередачи» (обзор), 3 л., 5000 экз. (III кв.).

Приведена теория распространения радиоволн вдоль ЛЭП. Описаны лабораторные исследования короны и радиопомех и измерения радиопомех в полевых условиях. Сообщаются данные о новой измерительной аппаратуре.

Самохвалов М. М., «Германиевые вплавные диффузионные триоды», 10 л., 8000 экз. (II кв.).

Изложен опыт разработки и освоения производства вплавных диффузионных триодов из германия, рассмотрены их характеристики и параметры, приведены методы расчета.

Семенов Ю. А., «Производство подогревателей электровакуумных приборов», 12 л., 8000 экз. (III кв.).

Изложены основы технологии производства подогревателей электровакуумных приборов. Описаны способы получения и свойства материалов, используемых для изготовления подогревателей, методы расчета и изготовления керпов подогревателей, способы нанесения изоляционного покрытия, контроля и испытаний готовых подогревателей, а также физические процессы, протекающие в подогревателях электронных ламп.

Тетерич Н. М., «Генераторы шума», 12 л., 8 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрены генераторы случайных шумов, их устройство и некоторые вопросы расчета. Описаны первичные источники шума и дана сравнительная оценка с точки зрения использования их в измерительных генераторах шума. Обсуждены вопросы калибровки и контроля генераторов по выходному напряжению и закону распределения, описаны схемы приборов, служащих для исследования закона распределения случайных процессов.

Файнштейн С. М., «Роль состояния поверхности в производстве полупроводниковых приборов», 8 л., 8000 экз. (II кв.).

Рассматривается вопрос о повышении надежности полупроводниковых приборов, излагаются материалы исследований о значении состояния поверхности полупроводниковых триодов в обеспечении заданных параметров.

Царев Б. М., «Расчет и конструирование электронных ламп», изд. 2-е, доп. и перераб., 30 л., 10 000 экз. (II кв.).

Рассмотрены основные вопросы расчета и конструирования электронных ламп. Во 2-е издание включены новые главы, посвященные моделированию электронных приборов, начальным токам в диодах и многосеточных лампах, внутриламповым шумам, спаям стекла и керамики с металлами.

Шретер, «Электронное телевидение», перев. с нем., 60 л., 20 000 экз. (IV кв.).

Изложены основные физические явления, используемые в электронном телевидении, рассмотрены составные элементы аппаратуры, передающие камеры, оптика и радиоаппаратура (видеоусилители, передатчики телевизионных сигналов и звукового сопровождения, вспомогательная аппаратура, студийная техника), приемники телевизионных изображений и звука, вопросы разверток и синхронизации, основные блоки телевизора, основы цветного телевидения.

Штейн Н. И., «Автогенераторы гармонических колебаний», 27 л., 8000 экз. (I кв.).

Рассмотрены варианты схем различных типов автогенераторов гармонических колебаний низких, высоких и сверхвысоких частот, приведены теория работы этих схем и их расчет.

Эспе, «Технология электровакуумных материалов», перев. с чешск. и нем., 55 л., 10 000 экз. (III кв.).

Изложены свойства и технология получения обработки, рассмотрены материалы, применяемые в производстве электровакуумных приборов.

Эстеркин М. С., «Ремонт электронной аппаратуры», 12 л., 15 000 экз. (II кв.).

Описаны характерные неисправности, способы их устранения, методы поверки и настройки приборов, изложены необходимые справочные данные наиболее распространенных электронных приборов отечественного производства: измерительной, осциллографической, выпрямительной аппаратуры и генераторов. Приведены принципиальные схемы, монтажно-коммутационные схемы, карты напряжений, моточные данные и чертежи расположения основных деталей.

Книга может служить справочником по электронным радиотехническим приборам.

«Эффективные термокатоды» (сб. переводов под ред. Б. Н. Попова и А. Р. Шульмана), вып. 3, 25 л., 5 000 экз. (III кв.).

Выпуск содержит наиболее важные статьи, опубликованные в последнее время в ведущих иностранных журналах по вопросам физики и технологии производства эффективных катодов. Статьи имеют целью содействовать решению проблемы оксидного катода, являющегося основным элементом современных многообразных электровакуумных приборов.

Справочная литература

Бройде А. М., Тарасов Ф. И., «Справочник по радиолампам и полупроводниковым приборам», изд. 2-е, доп., 20 л., 100 000 экз. (III кв.).

Содержит справочные сведения об отечественных и некоторых типах зарубежных приемно-усилительных радиоламп, кенотронах, генераторных лампах малой и средней мощности, кинескопах, осциллографических трубках, стабилизаторах напряжений и тока, полупроводниковых диодах и транзисторах.

«Радиотехнический справочник», перев с нем., т. II, 70 л., 60 000 экз. (III кв.).

Основное содержание справочника — формулы, таблицы и графики инженерной радиотехники, преимущественно трактующей вопросы радиосвязи. Отдельные главы справочника посвящены элементам цепей и колебательных контуров, теории цепей (линии, фильтры, коаксиальные кабели, волноводы), антеннам различных диапазонов волн, электронике, электронным лампам и приборам. Изложены основные сведения по теории усиления и усилителям напряжения и мощности низкой частоты, модуляторам и демодуляторам, теории радиоприема и генерации колебаний различных частот, даны основные сведения по распространению радиоволн, радиотехническим измерениям и т. д.

Финк Д., «Справочник по телевизионной технике», перев. с англ., 100 л., 20 000 экз. (III кв.).

Приведены основы теории, расчетные формулы по основам телевидения, справочные данные и основные параметры передающей, приемной и вспомогательной телевизионной аппаратуры, электронно-лучевым трубкам.

Чурабо Д. Д., «Основы конструирования радиоэлектронных приборов», 35 л., 12 000 экз. (IV кв.).

Приведены справочные данные, общепринятые технологические данные и рецепты по изготовлению, обработке радиотехнических деталей из керамики, пластмасс, металлов; изложены рекомендации по конструированию приборов для работы в тропических условиях, рассмотрено конструирование некоторых специальных радиотехнических узлов и устройств.

Научно-популярная литература

В серии «Массовая радиобиблиотека» намечено к выпуску издание 50 книг общим объемом 300 л.

Книги этой серии рассчитаны на начинающих и подготовленных радиолюбителей, студентов вузов и техникумов, техников и молодых инженеров.

Из приведенного в плане перечня можно отметить следующие книги.

Барсуков Ф. И., «Радиотелемеханика», 6 л., 30 000 экз. (III кв.).

Батраков В. А., Богатырев В. И., «Электронные вычислительные машины для решения информационно-логических задач», 2 л., 40 000 экз. (II кв.).

Гаклин Д. И., Кононович Л. М., Корольков В. Г., «Стереофоническое радиовещание и звукозапись», 8 л., 50 000 экз. (III кв.).

Геккер И. Р., Юрьев В. И., «Субмиллиметровые волны», 3 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Геккер И. Р., Яковлев Д. А., «Новые типы усилителей», 3 л., 30 000 экз. (II кв.).

Грибанов Ю. И., «Измерения в высокоомных цепях», 3 л., 30 000 экз. (I кв.).

Елатомцев В. И., «Универсальный измерительный прибор с испытателем ламп», 3 л., 40 000 экз. (I кв.).

Жеребцов И. П., «Введение в технику дециметровых и сантиметровых волн», 10 л., 50 000 экз. (III кв.).

Каминир Л. Б., «Радиоэлектроника в биологии», 5 л., 25 000 экз. (II кв.).

Крайзмер Л. П., «Новые элементы электронных цифровых машин», 6 л., 40 000 экз. (II кв.).

Кублановский Я. С., «Транзитронный генератор», 2,5 л., 25 000 экз. (I кв.).

Кузнецов В. А., «Эксплуатационная надежность радиоэлектронной аппаратуры», 4 л., 30 000 экз. (III кв.).

Ложников А. П., Сонин Е. К., «Каскодные усилители», 5 л., 30 000 экз. (I кв.).

Мазель К. Б., «Стабилизаторы напряжения и тока», изд. 2-е, 8 л., 40 000 экз. (II кв.).

Матвеев Г. А., Хомич В. И., «Конструирование малогабаритных катушек с сердечниками», 3 л., 75 000 экз. (II кв.).

Регельсон Л. М., «Блокинг-генератор», 4 л., 25 000 экз. (II кв.).

Рогинский В. Ю., «Выпрямители», 6 л., 50 000 экз. (I кв.).

Сонин Е. К., «Транзисторы в измерительных приборах», 2 л., 50 000 экз. (I кв.).

Сорин Я. М., «Надежность работы радиоэлектронной аппаратуры», 3 л., 26 000 экз. (I кв.).

«Хрестоматия радиолюбителя», изд. 3-е, перераб., 25 л., 100 000 экз. (III кв.).

Государственное издательство физико-математической литературы

Научная литература. Монографии

Альтшулер С. А., Козырев Б. М., «Электронный парамагнитный резонанс», 22 л., 15 000 экз. (I кв.).

Книга является первой обобщающей монографией по электронному парамагнитному резонансу и охватывает все стороны этого метода исследований — теорию и эк-

спериментальные данные по спектрам парамагнитного резонанса в ионных кристаллах, металлах и полупроводниках, свободных радикалов и т. д. Рассмотрена форма линий парамагнитного резонанса и парамагнитная релаксация. Подробно разобраны приложения метода к теории твердого тела, ядерной физике, радиотехнике и химии.

Богуславский С. А., «Избранные труды по физике», под ред. В. К. Семенченко, 22 л., 5 000 экз. (I кв.).

С. А. Богуславский — один из наиболее выдающихся физиков-теоретиков, работавших в годы, непосредственно предшествовавшие революции, и в первые годы становления социалистической России.

Настоящее издание имеет целью познакомить круги советских физиков с работами С. А. Богуславского, многие из которых благодаря богатству идей, тонкости и законченности изложения не потеряли своего значения до настоящего времени.

Бом Д., «Квантовая теория», перев. с англ., под ред. С. В. Вонсовского, 45 л. 20 000 экз. (II кв.).

Книга по нерелятивистской квантовой механике известного американского физика-теоретика Д. Бома. Дан глубокий и оригинальный анализ основных проблем квантовой механики.

Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В., «Метод функции Грина в статистической механике», 15 л , 10 000 экз. (I кв.).

Книга содержит математическое изложение нового метода теории систем многих частиц в конденсированном состоянии. Этот метод дал обоснование многим частным теориям физики твердого тела и имеет большие перспективы дальнейшего развития. Изложены основы метода и его применение к конкретным проблемам теоретической физики: плазме в металлах и полупроводниках, ферромагнетизму, сверхпроводимости и т. д.

Гольдфайн И. А., «Векторный анализ и теория поля», 6 л., 35 000 экз.

Ельяшевич М. А., «Атомная и молекулярная спектроскопия», 60 л., 10 000 экз. (III кв.).

Книга содержит последовательное изложение теоретических вопросов спектроскопии. Рассматриваются общие вопросы спектроскопии, атомная спектроскопия и молекулярная спектроскопия.

Карцев М. А., «Курс электронных вычислительных машин», 18 л., 25 000 экз.

Киттель Ч., «Введение в физику твердого тела», перев. с англ., изд. 2-е, 40 л., 20 000 экз.

Кобринский Н. Е., Трахтенброт Б. А., «Введение в теорию конечных автоматов», 18 л., 15 000 экз. (II кв.).

Книга посвящена изложению общих вопросов теории автоматов дискретного действия, имеющих конечную память.

Описываются физические элементы: электронно-ламповые, полупроводниковые и магнитные, осуществляющие простейшие логические операции и являющиеся «ячейками» автомата. Проводятся общие методы анализа конечных автоматов. Излагаются общие методы синтеза основанные на графических и аналитических способах задания операторов.

Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., «Теоретическая физика», т. III, Квантовая механика (нерелятивистская теория), изд. 2-е, перераб., 40 л., 40 000 экз.

Мандельштам С. Л., Собельман С. И., «Спектроскопия атомов», 30 л., 10 000 экз.

Пикельнер С. Б., «Космическая электродинамика», 12 л., 5 000 экз. (I кв.).

Излагаются основные положения космической электродинамики.

Пирс Д., «Электроны, волны, связь», перев. с англ. 18 л., 40 000 экз.

«Проблемы кибернетики», вып. 5, под ред. А. А. Ляпунова, 20 л., 20 000 экз. (I кв.).

В выпуске содержится материал по следующим вопросам: управляющие системы, теория информации и кодирования, программирование, вопросы математической экономики, процессы управления в живых организмах,вопросы математической лингвистики и др.

Санин А. А., «Электронные приборы в ядерной физике», 35 л., 20 000 экз. (III кв.).

В книге изложены принципы работы элекронных устройств, применяемых в ядерной физике (импульсные усилители, усилители посоянных и медленно меняющихся напряжений и токов, источники пи ния, схемы включения детекторов излучения, системы совпадений и счета импульсов, амплитудные и временные анализаторы). Рассмотрены переходные процессы и особенности применения электронных ламп в аппаратуре ядерной физики. Приведены справочные данные о некоторых выпускаемых промышленностью материалах, деталях, лампах и электронных приборах.

Соколов А. В., «Оптические свойства металлов», 25 л., 10 000 экз. (II кв.).

В книге излагаются современные теоретические представления об оптических свойствах металлов. Излагаются классическая и квантовая оптика металлов и оптические свойства металлов в условиях номльного скин-эффекта, а также магнетооптические явления, причем основное внимание уделяется ферромагнитным материалам; рассматривается фотоэлектрический эффект в металлах. Книга является первой

монографией в нашей научной литературе, дающей систематическое изложение оптики металлов.

Фок В. А., «Теория пространства, времени и тяготения», изд. 2-е, доп., 30 л., 20 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена изложению частной теории относительности и теории тяготения (известной как «общая теория относительности») с единой, новой точки зрения, разработанной автором. В книге публикуется ряд новых результатов.

Хэммонд П., «Теория обратной связи и ее приложения», перев. с англ., 17 л., 10 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена разнообразным применениям принципа обратной связи в электронике и автоматике. Дается простое и систематическое изложение основ теории автоматического регулирования.

Приведены типовые схемы различных электронных усилителей, применяющихся в следящих системах и электронных моделирующих установках. Рассмотрены методы стабилизации электронных усилителей. Большое внимание уделено анализу нелинейных систем автоматического регулирования при помощи метода фазовой плоскости и приближенного метода гармонического баланса.

Шкловский И. С., «Физика солнечной короны», изд. 2-е, перераб. и доп., 25 л., 3 000 экз. (IV кв.).

Книга является первой в мировой литературе монографией, посвященной самой наружной части атмосферы Солнца — солнечной короне. Дан общий обзор сведений о солнечной короне, описана методика наблюдений короны. Специальная глава посвящена радиоизлучению Солнца.

Серия «Современные проблемы физики»

Коллектив авторов, «Ферромагнитный резонанс», под ред. С. В. Вонсовского, 12 л., 10 000 экз. (II кв.).

В сборнике обзорных статей по вопросам теории и применений ферромагнитного резонанса излагаются природа и особенности магнитного резонанса в ферромагнетиках, ставится проблематика для экспериментальных и теоретических исследований, рассматриваются феноменологическая теория ферромагнитного резонанса, ферромагнитный резонанс как возбуждение спиновых волн, релаксационные процессы и ширина линий при ферромагнитном резонансе, особенности ферромагнитного резонанса в металлах, нелинейные процессы в ферромагнитных полупроводниках в полях СВЧ, генерирование и усиление СВЧ на основе явления ферромагнитного резонанса в ферритах, нелинейные потери при высоких уровнях мощности СВЧ.

Хургин Я. И., Яковлев В. П., «Методы целых функций в радиофизике и оптике», 6 л., 10 000 экз.

Серия «Физика полупроводников и полупроводниковых приборов»

Болтакс Б. И., «Диффузия в полупроводниках», 20 л., 15 000 экз.(II кв.).

В книге изложены основы теории диффузионных процессов, методы измерения коэффициентов диффузий и полученные результаты. Дан обзор специфически полупроводниковых методов измерения, изложены результаты измерений, приведены материалы по растворимости примесей, главным образом в германии и кремнии.

Самойлович А. Г., Коренблит Л. Л., Клингер М. И., «Статистическая механика полупроводников», 30 л., 15 000 экз.

Серия «Физико-математическая библиотека инженера»

Гутер Р. С., Овчинский Б. В., «Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта», 20 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Излагаются основные вопросы численного анализа (интерполирование, приближенное решение уравнений, приближенные квадратуры, численное решение дифференциальных уравнений). Часть книги посвящена математической обработке результатов опыта и включает элементы теории вероятностей, теорию ошибок, способ наименьших квадратов, эмпирические формулы.

Раймон Ф., «Автоматика информации», перев. с франц., под ред. Б. Я. Когана, 12 л., 15 000 экз. (III кв.).

Дан обзор состояния современной вычислительной техники и ее роли в автоматизации. Вычислительные машины рассматриваются как устройства для обработки и преобразования информации, изложены вопросы теории информации.

Спроул Р., «Современная физика для инженеров», перев. с англ., под ред. Б. Н. Финкельштейна, 26 л., 35 000 экз. (II кв.).

Изложение основных вопросов современной физики для инженеров. Дан очерк всех основных успехов физики за последнюю четверть века (электронная оптика, телевидение, полупроводники, изотопы, энергетическое использование атомной энергии и т. д.).

Справочная литература и научно-технические словари

Ангерер Е., «Техника физического эксперимента», перев. с нем. под ред. К. П. Яковлева, 27 л., 50 000 экз.

«Англо-русский электротехнический словарь», изд. 2-е, составители Гейлер Л. Б., Дозоров Н. И., 55 л., 20 000 экз. (I кв.).

Словарь содержит около 40 000 терминов по электроэнергетике, электромашиностроению, электроаппаратостроению, проводной связи и радиотехнике.

Коллектив авторов, под ред. К. П. Яковлева, «Краткий физико-технический справочник», т. I—III, 90 л., 200 000 экз. (IV кв.).

В т. III рассматриваются вопросы технической термодинамики, электротехники и радиотехники.

Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г., «Справочник по элементарной физике», под ред. Д. И. Сахарова, изд. 2-е, 10 л., 200 000 экз. (I кв.).

Справочник включает основные разделы физики: механику, колебания и волны, молекулярную физику, электричество, оптику и атомную физику.

Большое внимание в справочнике уделено свойствам новых материалов (полупроводники, сегнетоэлектрики, ферриты, пластмассы и т. д.).

«Международный словарь по электронике и волноводам», составители русского раздела Баргин Б. Г., Бучинский А. С., 20 л., 20 000 экз. (IV кв.).

Словарь содержит более 2000 терминов по электронным лампам, электронно-лучевым трубкам, ионным приборам, СВЧ, лампам, фотоэлементам, вторичным электронным умножителям, вакуумным материалам, выпрямителям и волноводам.

«Международный словарь по телевидению, радиолокации и антеннам», составители русского раздела Баргин Б. Г., Бучинский А. С., 30 л., 20 000 экз. (IV кв.).

Словарь содержит около 2400 терминов по физическим основам телевидения и радиолокации, телевизионной и радиолокационной аппаратуре, оборудованию телевизионных студий, цветному телевидению и антеннам всех диапазонов.

«Международный ядерный словарь», составитель русского раздела Воскобойник Д. И., 30 л., 20 000 экз. (III кв.).

Словарь содержит около 4000 терминов по теоретической и экспериментальной ядерной физике, физике реакторов и радиобиологии. В словарь включено некоторое количество терминов из смежных областей техники: металлургии, горного дела, химической технологии и т. д.

Три семиязычных словаря (на английском, русском, французском, испанском, итальянском, голландском и немецком языках) снабжены указателями терминов на каждом вышеуказанном языке, что дает возможность пользоваться словарями в различных языковых комбинациях (например, в качестве русско-английского словаря, русско-немецкого, англо-немецкого и т. д.).

«Немецко-русский радиотехнический словарь», составители Козлов В. Ф., Позен Н. Л., под ред. О. Б. Лурье, 40 л., 30 000 экз. (III кв.).

Словарь содержит около 25 000 терминов по теоретической радиотехнике, излучению, распространению и приему радиоволн, антеннам, радиоизмерениям, сверхвысоким частотам, импульсной технике, радиолокации, радионавигации, радиосвязи, электронной и ионной эмиссиям, электронным лампам, электронно-лучевым приборам, полупроводниковым приборам и другим вопросам радиотехники и электроники.

Смолянский М. Л., «Таблицы неопределенных интегралов», 5 л., 100 000 экз. (II кв.).

Справочник содержит около 2 000 интегралов.

«Французско-русский ядерный словарь», составил коллектив авторов, под ред. Воскобойника Д. И., 30 л., 15 000 экз. (III кв.).

Словарь содержит около 20 000 терминов.

Чайлдс У., «Физические постоянные», перев. с англ., 5 л., 100 000 экз. (II кв.).

Книга представляет собой полную сводку таблиц основных физических постоянных. Включены номограммы для облегчения наиболее часто производимых расчетов. Справочное пособие для студентов.

Издательство иностранной литературы

Научно-техническая литература. Монографии

«Антенны эллиптической поляризации» (сборник статей), 15 л. (II кв.).

В сборнике представлены работы зарубежных авторов, посвященные вопросам теории и применения эллиптической поляризации в радиотехнике и, в частности, в антенных устройствах. Ряд фундаментальных положений теории антенн, фидерной техники и т. п. обобщается на самый общий тип поляризации — эллиптический. Описываются новейшие конструкции антенн эллиптической поляризации.

Бор Н. А., «Атомная физика и человеческое познание» (Нью-Йорк, 1959 г.), перев. с англ. В. А. Фока, 8 л. (III кв.).

В книге крупнейшего современного физика-теоретика Н. Бора собраны статьи последних лет. В них автор не только разъясняет собственное понимание современных

проблем атомной физики, но и уточняет некоторые свои философские представления. Н. Бор, в частности, отвергает точку зрения философского скептицизма и агностицизма и пытается уточнить философские установки, связанные с так называемой копенгагенской интерпретацией квантовой механики.

Бухгольц Г., «Расчет электрических и магнитных полей» (Берлин, 1957 г.), перев. с нем., 35 л. (II кв.).

Книга является руководством по современным точным методам расчета сложных электрических и магнитных полей.

Ван-дер-Зил А., «Флуктуационные шумы в полупроводниках» (Нью-Йорк, 1959 г.), перев. с англ., 12 л. (IV кв.).

Монография содержит критическое обобщение и систематическое изложение теории шумов в полупроводниках; знакомит с достигнутыми в этой области результатами и с проблемными задачами.

«Вопросы квантовой теории необратимых процессов» (сборник статей), 18 л. (II кв.).

Сборник посвящен новой области физики — теории необратимых процессов, прямому вычислению кинетических коэффициентов таких процессов, как электропроводность, диффузия и т. д.

Гренандер У., «Случайные процессы и статистические выводы» (Стокгольм, 1950 г.), перев. с англ., 7 л. (I кв.).

Статья известного шведского математика посвящена вопросу о получении статистических выводов по одной известной реализации случайного процесса. Этот вопрос не рассматривается в монографиях по теории случайных процессов или ее техническим приложениям, но имеет очень большое значение для ряда важных технических задач (обнаружение сигналов на фоне шума и др.).

К переводу добавлена статья А. М. Яглома, в которой дается обзор результатов в области статистики случайных процессов, полученных за последнее десятилетие.

«Движущаяся плазма» (сборник статей), перев. с англ., 30 л. (II кв.).

Сборник содержит статьи из периодической иностранной литературы за 1958—1960 гг., посвященные основным физическим характеристикам плазмы и методам их измерения.

Рассматриваются способы получения движущейся плазмы, ее взаимодействие с магнитным полем, а также магнитогидродинамические процессы. Сборник дает представление о современном состоянии ряда важнейших вопросов, связанных с движущейся плазмой.

Зингер Дж., «Мазеры» (Нью-Йорк, 1959 г.), перев. с англ., 10 л. (III кв.).

Книга посвящена систематическому изложению новой области электроники — квантовым усилителям и генераторам, основанным на использовании особых свойств некоторых газов и парамагнитных кристаллов.

Инграм Д., «Парамагнитный резонанс и его применения к изучению свободных радикалов» (Лондон, 1958 г.), перев. с англ., 21 л. (I кв.).

Изложено современное состояние электронного парамагнитного резонанса, описаны методы применения этого явления к исследованию свободных радикалов в различных системах.

«Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников» (сборник), перев. с англ., 25 л. (III кв.).

Сборник включает новейшие, в основном американские, работы по исследованиям верхней атмосферы и околоземного космического пространства с помощью ракет и искусственных спутников Земли, доложенные на V геофизической ассамблее Международного Комитета по МГГ осенью 1958 г., а также опубликованные в самое последнее время в различных периодических изданиях.

Каррел Дж., «Новые схемы на полупроводниковых приборах» (Нью-Йорк, 1959 г.), перев. с англ., 25 л. (III кв.).

В книге приведено подробное описание со всеми техническими данными большого числа разнообразных схем, рассмотрены также способы применения полупроводниковых приборов в телеметрических системах для ракет и искусственных спутников Земли.

«Квантовые парамагнитные усилители» (сборник статей), перев. с англ., 17 л. (I кв.).

Сборник посвящен квантово-механическим парамагнитным усилителям слабых радиосигналов, обладающим свойством почти полного отсутствия шумовых помех. Включены статьи по физическим принципам работы усилителей (низкотемпературный парамагнитный резонанс), теории собственно усилителей и их конструкциям с конкретными схемами и характеристиками и технике работы с ними.

«Кибернетический сборник», вып. 2, 15 л. (I кв.).

Сборник работ зарубежных авторов по различным вопросам общей теории управляющих систем.

В первом разделе помещена популярная статья о применении математической логики, теории вероятностей и теории игр при постановке диагноза и определения наиболее эффективного метода лечения. Во втором и третьем разделах приведены материалы по новейшей вычислительной машине СТРЕТЧ (около 1 000 000 операций в *сек*): результаты исследований по надежности автоматов, теории самокорректирующихся кодов и теории транспортных сетей.

«Колебательные процессы в плазме и использование их для усиления и генерирования сверхвысоких частот» (сборник статей), 15 л. (III кв.).

В сборник включены статьи по некоторым вопросам физики плазмы, имеющим важное значение для разработки новых типов электронных приборов на СВЧ (генераторов, усилителей и др.), появившиеся за последние пять лет.

Представлены работы, относящиеся к проблеме возбуждения плазменных волн, взаимодействия плазмы с электронным пучком. Рассматривается механизм распространения волн в плазме.

К р о с с А., «Введение в практическую инфракрасную спектроскопию» (Лондон, 1960 г.), перев. с англ., 6 л. (II кв.).

Книга представляет собой руководство по практической ИК-спектроскопии, в котором рассматриваются наиболее существенные вопросы теории, практики измерений спектров и применения метода.

Л о е в М., «Теория вероятностей» (Нью-Йорк, 1960 г.), перев. с англ., 35 л.

Книга является систематическим курсом современной теории вероятностей.

Л ь ю с Р. Д., Р а й ф а Х., «Игры и решения: введение и критический обзор» (Нью-Йорк, 1957 г.), перев. с англ., 38 л. (I кв.).

Книга посвящена математической теории игр и ее приложениям, излагаются классические методы анализа игр, а также различные аспекты теории игр с ненулевой суммой и решения в условиях неопределенности.

«Магнитные свойства металлов и сплавов» (Кливленд, 1959 г.), 18 л.

Книга представляет собой перевод обзорных докладов, сделанных на семинаре в Кливленде (США) крупнейшими американскими специалистами по физике магнетизма и магнитных материалов. В докладах затронуты важнейшие проблемы современной физики магнитных явлений, описаны последние достижения зарубежной науки в этой важной области физики (высокочастотные магнитные сплавы, ферриты, ферромагнитный резонанс и т. д.).

М о с с Г., «Оптические свойства полупроводников» (Лондон, 1959 г.), перев. с англ. 17 л. (I кв.).

Монография посвящена оптическим и фотоэлектрическим свойствам полупроводников. Рассматриваются теория оптических свойств полупроводниковых кристаллов и методы их изучения, подробно описаны результаты важнейших исследований всех видов полупроводниковых кристаллов (германий, кремний, сульфиды, галогениды и т. д.).

Н о б л Б., «Применение метода Винера — Хопфа к решению дифференциальных уравнений в частных производных» (Лондон, 1958 г.), перев. с англ., 14 л. (III кв.).

В книге излагается применение к решению граничных задач для дифференциальных уравнений в частных производных известного метода Винера — Хопфа, разработанного для решения определенного класса интегральных уравнений. Рассматриваются задачи из теории дифракции, теории волн и пр.

Н о в а к у В., «Введение в микроскопическую электродинамику» (Бухарест, 1955 г.), перев. с румынск., 22 л. (III кв.).

Книга является учебным курсом микроскопической электродинамики (электронная теория и соответствующая часть теории относительности).

«Параметроны» (сборник статей), перев. с японск., 25 л.

Сборник составлен из статей, опубликованных в японском журнале «Электроника» за 1959 г. Статьи знакомят с принципиальными особенностями параметронов, а также с основными направлениями работ, ведущихся в настоящее время в Японии.

«Полупроводники», под ред. Хэннея (Нью-Йорк, 1959 г.), перев. с англ., 50 л.

Книга посвящена проблемам химии и физической химии полупроводников.

«Получение и исследование высокотемпературной плазмы» (сборник статей), перев. с англ., 20 л. (IV кв.).

В сборник включены труды конференции по сверхвысоким температурам (США, 1958 г.). В докладах освещены экспериментальные и теоретические проблемы в данной области. Особое внимание уделено использованию электрического разряда для получения высоких температур.

«Радиоастрономия» (сборник) (1959 г.), перев. с англ., 57 л. (II кв.).

В сборник включены доклады, представленные на Парижском симпозиуме по радиоастрономии (июль 1958 г.).

Р и ч а р д с Р., «Элементы и схемы цифровых вычислительных машин» (Принстон, 1958 г.), перев. с англ., 27 л. (II кв.).

Книга обобщает опыт американской науки и техники по разработке элементов и схеме цифровых вычислительных машин; посвящена запоминающим устройствам (электронно-лучевым, ультраакустическим, ферритовым) и схемам на полупроводниковых триодах. Рассмотрена работа таких новых элементов, как криотрон, специальные вакуумные и газовые приборы, счетные декадные лампы и т. п.

С м и т Д ж., В е й н Г., «Ферриты» (Амстердам, 1959 г.), перев. с англ., 26 л.

Изложены магнитные свойства ферритов, методы их изготовления и исследования, поведение в переменных полях и т. д.

«Современные проблемы биофизики» (сборник), т. II, перев. с англ., 30 л. (III кв.).

Рассматриваются вопросы действия излучения на животные организмы, механизмы передачи и восприятия раздражений органами чувств, мышцами и др.

Для решения рассматриваемых проблем широко привлекаются современные методы экспериментальных исследований, применяемых как в биологии, так и в химии и физике, а также чрезвычайно интересные методы теории информации.

Стюарт Дж., «Теория и синтез электрических цепей» (Нью-Йорк, 1958 г.), перев. с англ., 30 л. (IV кв.).

Рассмотрены задачи построения электрических устройств с заранее заданными наивыгоднейшими характеристиками.

В книге изложены новые способы решения задач, исключающие трудоемкий метод вариантов. Книга может быть использована в качестве учебного пособия по технике синтеза цепей.

Тонела М., «Основы электромагнетизма и теории относительности» (Париж, 1959 г.), перев. с франц., 30 л.

Изложены необходимые сведения из теории электромагнетизма, рассматривается специальная и общая теория относительности с учетом новейших работ по гравитации.

Троуп Г., «Молекулярные усилители и генераторы» (Лондон, 1959 г.), перев. с англ., 5 л. (II кв.).

Книга известного английского ученого является первой зарубежной монографией по вопросам теории экспериментального исследования и применения «мазеров».

«Туннельные диоды» (сборник), перев. с англ., 7 л. (II кв.).

Сборник содержит статьи по использованию и применению туннельных диодов.

«Управление и измерение на расстоянии», вып. IV (сборник), 15 л.

Сборник посвящен вопросам разработки и применения отдельных узлов аппаратуры (датчиков, усилителей, коммутаторов и др.) и телеизмерительных устройств для промышленности, военной техники, искусственных спутников Земли и биологических исследований.

В сборник включены наиболее интересные материалы Национальной конференции по телеизмерению, состоявшейся в США в 1958 г.

«Физика плазмы и магнитная гидродинамика» (сборник статей), 20 л. (II кв.)

Сборник включает оригинальные работы зарубежных ученых, занимающихся исследованиями горячей плазмы и магнитной гидродинамики с целью создания управляемых термоядерных реакций.

Финкельнбург В., Меккер Г., «Электрические дуги и термическая плазма» (Берлин, 1956 г.,), перев. с нем., 15 л. (II кв.).

В монографии подводится итог многолетних исследований ученых ряда стран в области электрических дуг и термической плазмы.

Франц В., «Электрический пробой» (Берлин, 1956 г.), перев. с англ., 12 л. (III кв.).

В книге изложены современные научные данные о физических процессах, происходящих при пробое, методы и результаты экспериментальных исследований этого явления, рассматриваются конкретные диэлектрические вещества и их характеристики.

«Химия твердого состояния», под ред. Гарнера К. (Нью-Йорк, 1955 г.), перев. с англ., 25 л. (II кв.).

Изложены основы теории твердого состояния. Рассматриваются вопросы: химия дислокаций в кристалле, теория дефектов решетки, действие света на твердые тела, вопросы поверхности твердых тел, полупроводники и магнетохимия, теория и классификация процессов в твердых телах и др.

Хольм Р., «Электрические контакты» (Берлин, 1958 г.), перев. с англ., 40 л. (II кв.).

В книге излагаются современные воззрения на теорию электрических контактов, подробно описаны физические явления, сопутствующие их работе.

Хонигман Б., «Рост и форма кристаллов» (Дармштадт, 1958 г.), перев. с нем., 10 л. (II кв.).

Изложены современные научные представления о процессах образования и роста кристаллов, описаны основные методы выращивания, экспериментальная методика исследования и наблюдения роста и формы кристаллов различных типов.

Шапиро И., «Расчет траекторий баллистических снарядов по данным радиолокационных наблюдений» (Нью-Йорк, 1958 г.), перев. с англ., 15 л. (I кв.).

В книге излагаются различные практические (конечные и статистические) методы отыскания траекторий снарядов или спутников на основании информации, поступающей от радиолокационных ст. ций. Задача решается как для случая неподвижной, так и для случая вращающейся Земли. Производится сравнение различных методов с точки зрения их точности и удобства вычислений на электронных цифровых вычислительных машинах.

Шимони К., «Теоретическая электротехника» (Берлин, 1956 г.), перев. с нем., 40 л.

В книге изложены наиболее сложные проблемы теоретической электротехники (теории цепей и теории полей), вопросы распространения и излучения электромагнитных волн.

«Экспериментальное исследование околоземного космического пространства» (сборник статей), перев. с англ., 20 л. (IV кв.).

В сборник включены доклады симпозиума по исследованию космического пространства с помощью ракет и спутников, происходившего в США в 1959 г. Доклады отражают возможность и задачи экспериментальных исследований в космосе, а также методику и аппаратуру, применяемые при подобных исследованиях.

«Электронно-спиновый резонанс в полупроводниках» (сборник статей), 16 л. (III кв.).

В сборнике изложены вопросы парамагнитного электронного резонанса полупроводниковых кристаллов.

Я г е р С., «Строение и динамика атмосферы Солнца» (Берлин, 1959 г.), перев. с англ., 33 л. (IV кв.).

Книга голландского астрофизика содержит исчерпывающее изложение современного состояния наших знаний о строении, составе и свойствах солнечной атмосферы, рассматриваются три основные части атмосферы Солнца: фотосфера, хромосфера и корона, вопросы влияния солнечной деятельности на процессы, происходящие на Земле (космические лучи, полярные сияния, распространение радиоволн и т. п.).

Издательство Академии наук СССР

Научная литература. Монографии

А н а н ь е в а А. А., «Керамические приемники звука» (Акустический институт Академии наук СССР), 8 л., 3000 экз. (II кв.).

В монографии приведены сведения о свойствах поляризованной керамики титаната бария и описаны различные типы звукоприемников из керамики, разработанные в институте.

«Атмосферная турбулентность» (Институт физики атмосферы Академии наук СССР), 22 л., 3000 экз. (IV кв.).

Сборник докладов совещания по исследованию турбулентности в атмосфере (февраль, 1960 г.). Рассмотрены вопросы теории атмосферной турбулентности, методика и экспериментальное изучение турбулентности, распространения радиоволн и звука в турбулентной атмосфере.

«Вопросы земного магнетизма» (Труды Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Академии наук СССР), вып. 18 (28), 18 л., 4 000 экз. (III кв.).

Сборник посвящен анализу геомагнитных возмущений и вопросам теории их происхождения.

«Вопросы прогнозирования состояния ионосферы и распространения радиоволн» (Труды Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Академии наук СССР), вып. 19 (29), 12 л., 5 000 экз. (III кв.).

В сборнике рассмотрены вопросы долгосрочного и краткосрочного радиопрогнозирования как теоретического, так и экспериментального характера.

«Вопросы конструирования электронных, цифровых и управляющих машин» (Институт электронных управляющих машин Академии наук СССР), 12 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются новые схемы элементов импульсного и потенциального типа на полупроводниковых приборах, анализируется возможность использования ламп бегущей волны в волноводной технике. Изложены вопросы конструирования запоминающих устройств на ферритовых сердечниках, магнитных лентах и барабанах. Описаны устройства для преобразования информаций.

«Исследования по спектроскопии и люминесценции» (Труды Физического института имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР), т. XV, 20,5 л., 3000 экз. (II кв.).

В том включены четыре диссертации, защищенные в институте, по спектроскопии (о методе вычисления одноэлектронных волновых функций и сложных атомов; о возбуждении спектра в искровом разряде; о спектре в газовом разряде) и по люминесценции. Приведена библиография по спектроскопии.

«Искусственные спутники Земли», вып. 6—10, 45 л., 20 000 экз. (II кв.).

В сборниках статей описываются результаты исследований при помощи искусственных спутников Земли.

К а т ы с Г. П., «Автоматический контроль нестационарных параметров и параметрических полей» (Институт автоматики и телемеханики Академии наук СССР), 11,5 л., 8 000 экз. (I кв.).

Исследованы непрерывные и дискретные системы автоконтроля нестационарных полей. Рассмотрены теоретические вопросы определения оптимальных параметров сканирования (число строк, частота кадров) для различных типов разверток.

К а ц е н е л е н б а у м Б. З., «Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами» (Институт радиотехники и электроники АН СССР), 15 л. (IV кв.).

К о р а б л е в Л. Н., «Лампы с холодным катодом» (Физический институт имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР), 7 л., 10 000 экз. (I кв.).

Изложены свойства ламп с холодным катодом, специфика их работы, преимущества перед электронными лампами и полупроводниками, методы их использования и аппаратура с применением этих ламп в различных областях техники.

Л е б е д е в Д. С., «Передача информации по системам связи» (Лаборатория систем передачи информации Академии наук СССР), 7 л., 5000 экз. (II кв.).

Дано изложение современной теории передачи информации применительно к системам связи. Рассмотрены вопросы статистического кодирования, повышения помехоустойчивости и эффективности систем связи. Изложены методы для нахождения оптимальных параметров систем связи.

«Некоторые вопросы теоретической физики» (Труды Физического института имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР), т. XVI, 20 л., 3 000 экз. (III кв.).

В сборнике рассмотрены статистическая теория многих частиц и некоторые теоретические вопросы ядерной физики и теории излучения.

«Проблемы передачи информации», вып. 8, Построение схем релейного действия. (Лаборатория систем передачи информации Академии наук СССР), 9 л., 5 000 экз. (II кв.).

Даны основы построения бесконтактной машины для синтеза релейно-контактных схем. Рассмотрены построение контактных схем и методы синтеза бесконтактных релейных схем, релейные схемы с параметрическими зависимостями и многозначная логика.

«Проблемы передачи информации», вып. 9, Пропускная способность схем распределения информации (Лаборатория систем передачи информации Академии наук СССР), 12 л., 5000 экз. (III кв.).

Представлены работы по развитию методов теории массового обслуживания и их использования для определения пропускной способности схем распределения информации.

«Труды Первого Международного конгресса по автоматическому управлению», в 6 томах (Национальный комитет СССР по автоматическому управлению. Институт автоматики и телемеханики Академии наук СССР), 320 л., 60 000 экз. (IV кв.).

Труды конгресса (июнь — июль 1960 г., Москва) содержат доклады по вопросам автоматического управления в различных областях человеческой деятельности (промышленность, транспорт, связь и др.). Рассматриваются вопросы теории автоматического управления, технических средств и применения автоматики.

Фейнберг Е. Л., «Распространение радиоволн вдоль земной поверхности», (Физический институт имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР), 35 л., 7000 экз. (II кв.).

В монографии рассмотрены условия распространения радиоволн в зависимости от характера земной поверхности и других факторов.

«Элементы устройств вычислительной техники» (Институт точной механики и вычислительной техники Академии наук СССР.), 12 л., 3000 экз. (III кв.).

Сборник статей посвящен разработке и исследованию различных новых элементов, узлов и схем вычислительной техники.

Научная библиография

«Научная литература по рассеянию света и инфракрасной спектроскопии», т. I, 40 л., 2500 экз. (I кв.).

Включена отечественная и зарубежная научная литература за 1928—1940 гг.

Петухова М. С., «Космические лучи» (Физический институт имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР), 24 л., 2500 экз. (III кв.).

Библиографический указатель литературы по физике космических лучей за 1956—1960 гг. Включены новейшие работы по исследованию космических лучей при помощи искусственных спутников Земли и ракет.

Научно-популярная литература

Александров С. Г., Федоров Р. Е., «Советские искусственные спутники и космические ракеты», изд. 2-е, доп., 16 л., 30 000 экз. (I кв.).

Рассмотрены вопросы устройства, запуска и движения искусственных спутников Земли и космических ракет; изложены результаты научных исследований, проведенных с их помощью.

Богатов Г. Б., «Телевидение на Земле и в космосе», 5 л., 150 000 экз. (III кв.).

Рассказывается о применениях телевидения, о физических процессах и явлениях, используемых в телевидении, о действии телевизионных установок.

Вул Б. М., Богданов С. В., «Сегнетоэлектрики», 5 л., 75 000 экз. (IV кв.).

Рассказано о сегнетоэлектриках и их использовании.

Губкин А. Н., «Электреты», 5 л., 75 000 экз. (III кв.).

Брошюра рассказывает об электретах, успехах в изучении и их практическом использовании.

Кулебакин В. С., Нагорский В. Д., «Полупроводники в автоматике», 10 л., 75 000 экз. (IV кв.).

Рассказано о применении полупроводников в автоматике, описаны свойства полупроводников.

Розенблат М. А., «Бесконтактные магнитные устройства автоматики», 7 л., 30 000 экз. (IV кв.).

Рассказано о применении бесконтактных магнитных устройств и их свойствах.

Сагдеев Р. З., «Физика плазмы», 7 л., 100 000 экз. (II кв.).

Рассказано о новой, быстро развивающейся науке — физике плазмы, о применении плазмы в электронных приборах и т. д.

Смоленский Г. А., «Ферриты», 4 л., 50 000 экз. (IV кв.).

Книга знакомит с достижениями в области изучения и применения ферритов.

Щенников В. В., «Электронно-вычислительные машины», 6 л., 100 000 экз. (IV кв.).

Брошюра об устройстве и принципах работы электронно-вычислительных машин.

Издательство «Советское радио»

Учебники и учебные пособия

Гуткин Л. С., Лебедев В. С., Сифоров В. И., «Радиоприемные устройства», ч. I, под ред. В. И. Сифорова, 34 л. (III кв.).

Рассматриваются усиление, детектирование и преобразование умеренно высоких частот при помощи электронных ламп и полупроводниковых приборов, переходные процессы и шумы в каскадах радиоприемника и радиоприем СВЧ. Особое внимание уделено вопросам теории и техники радиоприема последних лет. Дается теория оптимальных методов приема в условиях помех.

Книга является первой частью учебника по радиоприемным устройствам для рабиотехнических вузов.

Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., «Антенно-фидерные устройства», 40 л. (II кв.).

Излагаются основы теории антенн. Рассматриваются антенны с линейными токами (симметричный вибратор и системы вибраторов, проволочные антенны разных диапазонов волн) и относящиеся к ним фидерные системы. Рассматриваются антенны с поверхностными токами (рупорные, линзовые, зеркальные, щелевые, диэлектрические антенны с вращающейся поляризацией) и фидерные системы СВЧ. Дана методика измерения параметров антенно-фидерных устройств.

Книга представляет собой учебник по курсу антенно-фидерных устройств.

Лурье О. Б., «Усилители видеочастоты», изд. 2-е, 30 л. (III кв.).

Рассматриваются основные вопросы теории и проектирования усилителей видеочастоты. Анализируется работа наиболее употребительных усилительных схем, схем фиксации начальных уровней сигналов, схем протившумовой коррекции и др. Приводится методика расчета ряда схем по частотным и переходным характеристикам, методика расчета однокаскадных усилителей на кристаллических триодах при различных схемах включения. Описывается работа и даются основы расчета усилителей с распределенными параметрами. Рассматриваются конструктивные особенности усилителей, источники паразитных обратных связей и методы борьбы с ними, а также настройка и испытание усилителей видеочастоты.

Книга является учебным пособием для вузов.

Орловский Е. Л., Халфин А. М., Хазов Л. Д., Заварин Г. Д., Круссер Б. В., Щелованов Л. Н., «Теоретические основы электрической передачи изображений (телевидение и фототелеграфия)», под ред. А. В. Тарапцова, 35 л. (III кв.).

В книге рассматриваются процессы, протекающие в телевизионных и фототелеграфных передатчиках, каналах связи и приемниках. Особенностью книги является попытка рассматривать телевидение и фототелеграфию как ветви единой техники электрической передачи изображений, связанные общей научной основой.

Учебник по телевидению и фототелеграфии для радиотехнических факультетов вузов.

Сайбель А. Г., «Основы радиолокации», 20 л. (I кв.).

Излагаются принципы радиолокации. Рассматриваются методы определения местоположения объекта, методы определения дальности и направления, методы селекции движущихся объектов, способы трансляции радиолокационных изображений. Рассматриваются средства борьбы с радиолокацией и основные пути повышения помехозащищенности.

Книга предназначена в качестве учебника для студентов вузов.

Черный Ф. Б., «Распространение радиоволн», 20 л. (IV кв.).

В книге приводятся новейшие теоретические и экспериментальные данные по свободному распространению радиоволн, в особенности в тропосфере и ионосфере. Большое внимание уделено прикладным вопросам: расчету и построению диаграмм видимости радиолокационных станций, учету влияния различных факторов на зоны видимости, анализу и расчету ошибок в определении координат объектов, вызванных отражением от земли и рефракцией, и др.

Учебное пособие для студентов вузов радиолокационного профиля.

Научно-техническая литература. Монографии

Бамдас А.М., Савиновский Ю. А., «Дроссели фильтров радиоустройств», 6 л. (III кв.).

В книге приведены основные сведения о характеристиках, конструкции, технологии изготовления, методах испытания и применении дросселей фильтров и изложены общие инженерные методы их расчета. Рассматривается принцип построения и расчет серии дросселей.

В приложении дается сводная таблица типовых дросселей фильтров для радиоаппаратуры и необходимый расчетный материал.

Бычков С. И., Сафаров Р. Т., Буренин Н. И., «Стабилизация частоты генераторов СВЧ диапазона», 16 л. (IV кв.).

В книге дается систематизация и обобщение работ в области стабилизации частоты генераторов дециметрового и сантиметрового диапазонов, а также содержатся некоторые новые материалы по данному вопросу, представляющие результат оригинальных работ авторов. Излагаются требования к стабильности частоты генераторов СВЧ и дается анализ влияния различных дестабилизирующих факторов. Даются классификация и сравнительная оценка различных методов стабилизации частоты, подробно анализируются параметрическая стабилизация, стабилизация частоты методом синхронизации, автоматическая подстройка частоты. Приводятся примеры применения методов стабилизации частоты.

Вайсфлох А., «Теория цепей и техника измерений в сантиметровом и дециметровом диапазонах», перев. с нем. под ред. М. А. Силаева, 22 л. (II кв.).

Монография содержит обоснование разработанного автором метода исследования устройств сверхвысоких частот с помощью короткозамыкающего поршня. Рассматривается применение этого метода к измерениям параметров различных радиотехнических устройств и к согласованию полных сопротивлений.

Виницкий А. С., «Очерк основ радиолокации при непрерывном излучении радиоволн», 20 л. (I кв.).

Дано систематическое изложение исходных понятий и соотношений, общих для радиолокации при непрерывном и импульсном излучениях радиоволн, уточнена классификация радиолокационных сигналов и методов их приема.

Рассматриваются вопросы радиолокации одиночной цели при непрерывном излучении радиоволн, в том числе основы радиолокации с использованием эффекта Допплера, особенности схем и режимов работы ЧМ радиолокаторов, некоторые специальные схемы (схема двойной частотной модуляции и др.).

Изложены вопросы радиолокации многих целей, последовательного и параллельного анализа дальномерных спектров, поиска по расстоянию и стробирования в ЧМ радиолокаторах.

Рассмотрена работа радиолокатора при облучении больших рассеивающих поверхностей, а также принципы работы ЧМ радиовысотомеров, автономных измерителей скорости и угла сноса самолета; освещены вопросы калибровки радиолокаторов по скорости и расстоянию и ряд других специальных вопросов.

Гуд Г. Х., Магол Р. Э., «Системная техника. Введение в проектирование больших систем», перев. с англ. под ред. Г. Н. Поварова, 35 л. (III кв.).

Излагается общая методика проектирования сложных технических систем. Авторы рассматривают сложность как особое явление и обсуждают некоторые общие пути преодоления трудностей, связанных со сложностью проектируемых систем.

Гусев В. П., «Технология производства радиоэлектронной аппаратуры», 20 л. (I кв.).

Рассмотрены основные процессы, характерные для производства радиоэлектронной аппаратуры, а также процессы изготовления, сборки и настройки радиоэлектронной аппаратуры и отдельных деталей с рекомендациями по выбору оптимальных режимов. Дано описание основных технологических процессов по изготовлению различных моточных деталей, конденсаторов сопротивлений, а также различных элементов СВЧ схем и процессов монтажа (в том числе и печатного) и т. п.

Додик С. Д., «Стабилизаторы напряжения и тока на полупроводниковых элементах», 6 л. (III кв.).

В книге рассматриваются стабилизаторы напряжения и тока на полупроводниковых элементах, предназначенные для питания радиоэлектронных устройств, а также в качестве источников образцового напряжения для устройств автоматики и телемеханики.

Миддлтон Д., «Введение в статистическую теорию связи», в 2-х томах, перев. с англ. под ред. Б. Р. Левина, 80 л. (III—IV кв.).

Монография посвящена приложениям теоретико-вероятностных методов к исследованию различных физических явлений, учет которых имеет существенное значение при проектировании и анализе многих радиотехнических систем.

Первая половина книги содержит теорию случайных процессов, излагаемую главным образом с позиций ее радиотехнических приложений. Вторая половина посвящена системам АМ и ЧМ, линейной фильтрации, а также исследованию приема сигналов на основе статистической теории решений; особое внимание уделено систематическому и полному рассмотрению методов построения оптимальных систем и их сравнению с неоптимальными.

В книгу включено около 300 задач.

Моругин Л. А., «Импульсные устройства с запаздывающей обратной связью», 9 л. (II кв.).

Монография посвящена исследованию основных свойств систем с запаздывающей обратной связью и рассмотрению возможностей применения обратной связи для формирования и преобразования импульсов, их генерации, усиления и выделения на фоне шумов.

Дается математический анализ переходных процессов и спектральных характеристик систем с запаздывающей обратной связью.

«Полупроводниковые приборы и их применение» (сборник статей под ред. Я. А. Федотова), вып. VII—VIII, 30 л. (II, IV кв.).

Сборник включает статьи, посвященные следующим вопросам: физические процессы в полупроводниковых приборах, технология производства, параметры и характеристики полупроводниковых приборов, аппаратура и методика испытаний полупроводниковых приборов, работа полупроводниковых приборов в различных электронных схемах, описание схем с полупроводниковыми приборами.

«Применение полупроводниковых приборов в вычислительной технике» (сборник под ред. Е. И. Гальперина), 28 л. (IV кв.).

В сборнике публикуются труды семинара — конференции по применению полупроводниковых приборов в цифровых вычислительных машинах, проводившейся Научно-техническим обществом радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова (март 1960 г.).

Рассмотрены вопросы по физическим основам работы полупроводниковых приборов в импульсном режиме; дано описание статических полупроводниковых типовых элементов, а также усилителей и динамических типовых элементов.

«Радиодетали и проблема их надежности», перев. с англ. под ред. Б. А. Тареева, 23 л. (I кв.).

Книга содержит материал по деталям радиоэлектронной аппаратуры и проблемы их надежности.

Рассматриваются причины выхода аппаратуры из строя, даются определение параметра «надежность» и способы его измерения, излагаются технические и эксплуатационные требования к радиодеталям.

Приведена классификация и общие данные сопротивлений всех видов, анализ работы конденсаторов и применяемых материалов, а также приведена классификация основных видов конденсаторов.

Стратонович Р. Л., «Избранные вопросы теории флуктуаций в радиофизике», 30 л. (I кв.).

В книге изложен математический аппарат, применяемый для исследования флуктуаций в различных устройствах; рассмотрены типовые случаи воздействия сигнала и флуктуаций на линейные и нелинейные системы, а также воздействие сигнала и шума на радиоприемник. Дан анализ работы автогенератора при наличии флуктуаций. Приведены результаты исследования выбросов флуктуаций и рассмотрено их влияние на работу электронных реле. Решена задача выбора оптимальных параметров устройств при наличии флуктуаций.

Типугин В. Н., Вейцель В. А., «Радиоуправление», 30 л. (IV кв.).

Рассматриваются вопросы теории и расчета радиоэлектронных устройств, используемых в системах управления снарядами различного назначения.

Дан анализ передаточных функций радиозвеньев и оценка точности радиоуправления. Рассматриваются ошибки наведения, возникающие в результате действия помех на радиоканал, изменения передаточных функций радиозвеньев из-за помех, а также радиотелеметрические системы для передачи информации со снарядов.

Фиалко Е. И., «Радиолокационные методы наблюдения метеоров», 6 л. (I кв.).

Изложение основных сведений по радиолокационным методам наблюдения и исследования метеоров на основе материалов, опубликованных в зарубежной и отечественной литературе.

Рассмотрены вопросы метеорной радиоастрономии, некоторых проблем радиофизики и геофизики и радиотехнические задачи, связанные с радиолокационными методами наблюдения метеоров. Приведена обширная библиография.

Щукин А. Н., «Динамические и флуктуационные ошибки управляемых объектов», 10 л. (I кв.).

Книга посвящена определению физической природы, характера и величины отклонений реальных управляемых объектов от идеализированных траекторий движения, положенных в основу при их проектировании.

Управляемые объекты рассматриваются при этом как единые системы, обладающие ограниченным числом параметров, характеризующих величины ошибок при различных условиях движения объектов. Приведены способы определения этих параметров на основе экспериментальных данных.

Справочная литература

Бергельсон И. Г., Пароль Н. В., Дадерко Н. К., Петухов В. М., «Надежные приемно-усилительные лампы», 20 л. (IV кв.).

В справочнике, помимо основных электрических характеристик и параметров, приводятся эксплуатационные характеристики и данные о надежности современных приемно-усилительных ламп. Даются рекомендации по использованию ламп, направленные на повышение надежности работы аппаратуры.

Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио (Связьиздат)

Учебники и учебные пособия

А б о л и ц И. А., Б а с и к И. В. и др., «Дальняя связь», 32 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагаются основные положения курса дальней связи: принципы организации дальней связи, построение каналов дальней связи и методы передачи по ним сообщений; помехи и искажения в каналах дальней связи, принципы построения узлов и аппаратуры дальней связи и линейно-аппаратных залов, основы проектирования каналов дальней связи.

Рассчитана на студентов электротехнических институтов связи.

Д и в н о г о р ц е в Г. П., Н о в и к о в В. А., Ф а р б е р Ю. Д., «Аппаратура дальней связи», 30 л., 12 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются принципы построения аппаратуры высокочастотного телефонирования по воздушным и кабельным линиям связи.

Рассчитана на учащихся техникумов связи.

К о л л е к т и в а в т о р о в, под ред. Н. И. Чистякова, «Радиосвязь и радиовещание», 25 л., 25 000 экз. (III кв.).

Рассматривается организация радиосвязи и радиовещания, излагаются принципы работы электронных и ионных приборов, усилителей, выпрямителей, даются физические основы теории распространения радиоволн и принципы работы радиопередающих и радиоприемных устройств, телевизионных центров, многоканальных радиорелейных линий и радиотрансляционных сетей.

Рассчитана на студентов нерадиотехнических факультетов электротехнических институтов связи.

К о щ е е в И. А., Р е з в я к о в А. П., «Основы теории электрической связи и дальняя связь», 28 л., 10 000 экз. (II кв.).

Излагаются основные положения теории электрической связи по проводам, рассматриваются условия передачи сигналов связи по однородным и составным электрическим цепям, даются теория основных четырехполюсников, принципы построения и уплотнения междугородных кабельных и воздушных линий связи, приводятся основные сведения об аппаратуре и каналах дальней связи.

Рассчитана на студентов радиотехнических факультетов электротехнических институтов связи.

М и л е й к о в с к и й С. Г., К о с о л а п е н к о Г. Д., «Специальные измерения в проводной связи», 20 л., 10 000 экз. (I кв.).

Формулируются задачи, решаемые измерительной техникой, описываются методы измерения и принципы работы основных приборов, предназначенных для измерения электрических величин, излагаются методы измерений параметров и характеристик воздушных и кабельных линий связи, аппаратуры уплотнения и отдельных ее элементов (на звуковых и высоких частотах), методы выявления неисправных узлов и элементов аппаратуры дальней связи.

Рассчитана на учащихся техникумов связи.

М о д е л ь З. И., «Радиопередающие устройства», 32 л., 25 000 экз. (I кв.).

Излагаются теория и расчет лампового генератора, теория амплитудной, фазовой и частотной модуляции, телеграфной манипуляции, рассматриваются характеристики и особенности длинноволновых, средневолновых, коротковолновых и ультракоротковолновых передатчиков, разбираются принципы действия генераторов дециметровых и сантиметровых волн, клистронных и магнетронных генераторов, ламп бегущей волны.

Рассчитана на учащихся техникумов связи.

Научно-техническая литература

А й з е н б е р г Г. З., «Коротковолновые антенны для магистральных связей», изд. 2-е, 40 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются теория излучения и приема радиоволн, электрические параметры передающих и приемных антенн, принципы конструирования коротковолновых антенн, описываются инженерные методы расчетов, технического исполнения и настройки горизонтального и вертикального вибраторов, синфазной антенны, антенны на кратных волнах, ромбической антенны, антенны бегущей волны, антенны с управляемыми характеристиками направленности, рассказывается об устройстве фидеров, коаксиальных линий и систем коммутации антенн и фидеров.

Д р е й з е н И. Г., «Электроакустика и звуковое вещание», 30 л., 10 000 экз. (III кв.).

Излагаются основные физические и психофизиологические закономерности, необходимые для разумного выбора качественных показателей вещания, а также рациональных строительных конструкций и систем звукопоглощения и звукоизоляции; рассматриваются принципы действия и параметры современной акустической аппаратуры и освещаются вопросы архитектурной акустики залов и радиостудий, главным образом применительно к теории и практике звуковещания.

Ефимов И. Е., «Многослойные провода связи», 6 л., 5 000 экз. (I кв.).

Рассматриваются теоретические основы электрического расчета параметров передачи многослойных проводов связи, разбираются параметры передачи цепей связи из триметаллических и биметаллических проводов, исследуются нелинейные свойства биметаллических проводов, содержащих ферромагнитный материал.

Жондецкая О. Д., Полонский Н. Б., «Система комплексного подавления помех, создаваемых промышленными предприятиями», 3 л., 15 000 экз. (II кв.).

Проводится анализ промышленного предприятия как сложного источника помех радиоприему, даются рекомендации и разбираются практически проверенные схемы подавления радиопомех от комплекса как действующего, так и проектируемого электрооборудования предприятия.

Козинский В. Г., «Телевизионные центры», 30 л., 5 000 экз. (III кв.).

Описываются структура телевизионных центров, оборудование студий, аппаратных и передвижных телевизионных станций и ультракоротковолновых радиостанций, многопрограммные телевизионные центры (аппаратные междугородных передач по кабельным магистралям и по радиорелейным линиям), показывается технология телевизионного вещания, описываются методы измерения технических показателей телевизионного оборудования и принципы эксплуатации телевизионного центра.

Крылов Г. М., «Логарифмические усилители», 8 л., 10 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются теория, методы расчета и порядок проектирования усилителей с нелинейной амплитудной характеристикой, изменяющейся по логарифмическому закону.

Ризкин А. А., «Полупроводниковые усилители», 8 л., 10 000 экз. (I кв.).

Излагаются основы теории полупроводниковых усилительных схем (эквивалентные схемы, внутренняя обратная связь, нейтрализация, устойчивость, шумы) и показываются методы расчета таких схем.

Информационные сборники по технике связи

Коллектив авторов под ред. С. А. Владимирова, «Новые разработки в области контрольно-измерительной аппаратуры», 6 л., 10 000 экз. (I кв.).

Приведены основные сведения о подвижных измерительных пунктах для изучения распространения ультракоротких волн, описываются: измеритель напряженности поля повышенной чувствительности, приборы для измерения характеристик группового времени запаздывания ИВЗ-1, ИВЗ-2 и (в диапазоне видеочастот) ИВЗ-Т, прибор для измерения мощности шумов в многоканальных радиорелейных линиях с числом каналов 240, 600 и 900, прибор для измерения фазовых углов в диапазоне видеочастот ИФ-Т, а также свип-генератор промежуточный частоты, генератор миллимикросекундных импульсов ГМИ-23 и стандарт частоты.

Серия «Лекции по технике связи»

Белоусов С. П., «Направленные антенны», 4 л., 7 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются коэффициент направленного действия и коэффициент усиления, антифединговые свойства однопроводной антенны бегущей волны, показывается ее конструктивное выполнение, описываются двухпроводная вертикальная несимметричная антенна бегущей волны, антенны с управляемыми диаграммами направленности, гониометрические антенны, антенная система из трех вертикальных вибраторов и линейно-фазирующего устройства, даются рекомендации по выбору направленных антенн для работы в диапазоне 200—2000 *м*.

Даниэль-Бек В. С., Рогинская И. С., «Термоэлектрогенераторы», 3 л., 7000 экз. (II кв.).

Рассказывается о принципе действия термоэлектрогенераторов, физических свойствах термоэлектронных материалов, методах расчета термоэлементов и батарей, рассматриваются конструкции, технология и характеристика термоэлементов батарей, конструкции и характеристики термоузлов, описываются новые типы термоэлектрогенераторов повышенной мощности, указываются эксплуатационные свойства, технико-экономические показатели и области применения термоэлектрогенераторов.

Знаменский А. А., «Регулируемые искусственные линии в аппаратуре проводной связи», 3 л., 6000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются регулируемые искусственные линии (РИЛ) и их применение в многоканальной аппаратуре связи, приводятся основные характеристики и схемы РИЛ с выравнивателями обычного типа, отводами от промежуточных точек выравнивателей, делителями напряжений, корректирующими искажения, частотно-зависимым потенциометром и дается расчет этих регулируемых искусственных линий.

Суходоев И. В., «Система связи типа К-3 на полупроводниках», 3 л., 8000 экз. (IV кв.).

Рассказывается о принципе построения, характеристиках аппаратуры и телефонных каналов трехканальной системы высокочастотного телефонирования на полупроводниках типа К-3, приводятся принципиальные и скелетные схемы оконечных и промежуточных станций, блоков дистанционного питания и схемы сигнализации.

описываются основные узлы устройств, даются внутренние и внешние диаграммы уровней.

Хацкелевич В. А., «Особенности и расчет режимов новых генераторных ламп», 2,5 л., 10 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются основные особенности новой серии генераторных триодов, в частности, тепловой режим сетки и формы характеристик анодного и сеточного токов, дается критический анализ существующих методов расчета режима, показывается их непригодность для расчетов режима новых ламп и предлагается простой новый метод, основанный на эквивалентных параметрах.

Шереметев А. В., Житкевич Р. Г., «Обработка результатов измерений электрических характеристик устройств дальней связи методами математической статистики», 2,5 л., 6000 экз. (I кв.).

Приведены краткие сведения из теории вероятностей (функция распределения, эмпирическая и математическая вероятности, математическое ожидание, нормальное распределение и т. д.) и рекомендации по обработке результатов измерений электрических характеристик аппаратуры и каналов дальней связи методами математической статистики.

Радиолюбительская литература

Жеребцов И. П., «Радиотехника», изд. 5-е, 30 л., 100 000 экз. (III кв.).

Излагаются основные понятия о радиосвязи и радиовещании, рассматриваются устройство и принцип действия колебательных контуров, электронных ламп, полупроводниковых приборов, выпрямителей, усилителей низкой частоты, радиоприемников и антенн, радиопередатчиков, рассказывается о распространении радиоволн и основных принципах радиоизмерений.

Справочная литература

Коллектив авторов под ред. Г. С. Любского, «Инженерно-технический справочник по электросвязи. Электроустановки», 30 л., 10 000 экз. (III кв.).

В книге дается справочный материал по энергетическому оборудованию (полупроводниковые и ионные выпрямители, преобразователи постоянного тока в переменный, аккумуляторы, электрические машины, двигатели внутреннего сгорания, аппаратура распределительных устройств и трансформаторных подстанций, аппаратура дистанционного питания и др.), распределительным сетям и линиям высокого и низкого напряжений, системам электропитания и автоматизации электроустановок предприятий проводной и радиосвязи.

Оборонгиз

Учебники и учебные пособия

Белоцерковский Г. Б., «Радиолокационные устройства», 20 л., 15 000 экз. (I кв.).

Описаны общие принципы, электрические схемы и конструктивные особенности нескольких образцов наземных и самолетных радиолокационных станций различного назначения.

Даны анализ и критическая оценка характеристик станций, сопоставляются различные варианты их схем и конструкций.

Рассматриваются наземные станции обнаружения и наведения, особенности самолетных станций, самолетные радиовысотомеры и дальномеры, навигационные станции и станции слепого бомбометания.

Учебник для техникумов.

Селезнев В. П., «Навигационные устройства», 32 л., 10 000 экз. (I кв.).

Изложены теоретические основы и описаны материальные средства воздушной навигации, астрономической ориентировки относительно Земли и в межпланетном пространстве. Особое внимание уделено рассмотрению единых курсовых систем, централям скорости — высоты, допплеровским принципам измерения скорости, различным навигационным автоматам счисления пути и астрономическим ориентаторам.

Учебник для студентов авиационных втузов.

Научно-техническая литература

Белевцев А. Т., «Потенциометры», 23 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Собран и систематизирован материал о теоретических основах, методах расчета и проектировании потенциометров, технологии их изготовления, а также о применении их в приборах и автоматах для выполнения математических операций и осуществления ряда дистанционных передач.

Приведены сведения о процессах изготовления многооборотных и металлопленочных потенциометров.

«Исследования по физике и радиотехнике», вып. 8 (Труды МФТИ), 10 л., 3000 экз. (IV кв.).

Сборник посвящен теоретическим и экспериментальным исследованиям в области распространения радиоволн, импульсной техники, катодной электроники, а также физической химии.

Китайгородский Ю. И., «Ультразвуковая аппаратура и технологическое применение ультразвука», 12 л., 5 000 экз. (IV кв.).

Изложены основы теории и инженерного расчета ультразвуковой аппаратуры (генераторов и преобразователей), даны анализ различных электросхем и конструкций аппаратуры, рекомендации по выбору оптимальных решений и необходимых параметров оборудования для технологических процессов.

Рассмотрены методы измерения характеристик ультразвуковых полей и режимов работы, описаны применяемые для этой цели приборы, приведены классификация и краткие характеристики различных технологических процессов, в которых используется ультразвук.

Крылов В. А., Соловей А. П., «Безопасность труда при работе на установках с генераторами энергии высоких и сверхвысоких частот», 5 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Описаны установки с генераторами энергии высоких и сверхвысоких частот, объяснено воздействие на организм человека электромагнитных полей, а также мягкого рентгеновского излучения при работе высоковольтных электровакуумных приборов.

Рассматриваются вопросы техники безопасности и промсанитарии при эксплуатации высокочастотных и сверхвысокочастотных установок.

Михайлов Ф. А., «Свободные колебания линейных систем с переменными параметрами» (Труды МАИ), 16 л., 3 000 экз. (I кв.).

Изложены основы теории колебаний линейных систем с переменными параметрами и приведены результаты исследований устойчивости колебаний, а также анализа колебаний в конечном интервале времени.

«Параметрические усилители с диодными конденсаторами», сборник статей под ред. А. П. Белоусова (Труды МАИ), 10 л., 3 000 экз. (III кв.).

Излагается теория расчета параметрических усилителей с диодными конденсаторами. Выводятся формулы для расчета усиления, полосы пропускания, коэффициента шума, согласования и т. д. применительно к одноконтурным и двухконтурным усилителям, работающим как с циркуляторами, так и без них. Приведены формулы для расчета и оценки двенадцати параметрических усилителей.

«Полупроводниковые материалы и приборы», серия из четырех книг, перев. с англ. книги «Transistor technology», под ред. Г. Бриджерса, Дж. Скаффа, Дж. Шайва и Ф. Бионди.

Книга первая, «Технология изготовления полупроводниковых материалов», под ред. М. И. Иглицына, 20 л., 10 000 экз. (I кв.).

Изложены основы технологии полупроводниковых материалов (германия и кремния), описаны аппаратура и технологические процессы получения однородных и совершенных монокристаллов с заданными физическими свойствами. Особое внимание уделено процессам получения монокристаллов с электронно-дырочными переходами.

Рассмотрены современные методы контроля качества полупроводниковых материалов.

Книга вторая, «Расчет и проектирование полупроводниковых приборов», под ред. Г. Д. Глебова, 25 л., 20 000 экз. (IV кв.).

Даны принципы проектирования и методы инженерного расчета широкой номенклатуры полупроводниковых приборов (диоды, транзисторы, тетроды, переключатели, приборы, управляемые полем, и преобразователи).

Рассматриваются шумы в плоскостных полупроводниковых приборах и пути их снижения, а также явления, происходящие на поверхности полупроводников и оказывающие отрицательное влияние на стабильность и надежность работы прибора.

Книга третья, «Производство полупроводниковых приборов», под ред. Г. Д. Глебова, 22 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Даны принципы организации производства приборов и важнейшие технологические операции при обработке полупроводниковых материалов; описаны специальные технологические операции (резание, шлифование, очистка, гальванические покрытия, создание электронно-дырочных переходов и др.), а также способы производства наиболее распространенных типов полупроводниковых приборов различного назначения: точечно-контактных, сплавных, диффузионных, поверхностно-барьерных.

Книга четвертая, «Методы измерения параметров полупроводниковых приборов», под ред. М. И. Иглицына, 20 л., 15 000 экз. (I кв.).

Изложены общие принципы и критерии оценки качества полупроводниковых приборов, дан краткий анализ работы приборов на малых и больших сигналах и в импульсных режимах; описаны методы и схемы для измерения их параметров в лабораторных и производственных условиях; приведен американский стандарт на испытания приборов. Рассмотрена проблема стабильности и надежности работы приборов.

Справочная литература

Панасенко В. Д., «Элементы автоматических устройств и вычислительной техники», справочник конструктора, изд. 2-е, перераб. и доп., 14 л., 10 000 экз. (III кв.).

Приведены общие сведения, основные характеристики, схемы включения, краткие описания конструкций и технические данные основных элементов автоматических устройств и вычислительной техники: сельсинов, потенциометров, фотоэлектриче-

ских датчиков электронных и магнитных усилителей, электромашинных усилителей электрических двигателей постоянного и переменного токов, тахогенераторов, вращающихся трансформаторов, операционных усилителей, триггеров, формулирующих устройств (блокинг-генераторов, мультивибраторов, усилителей-формирователей и др.

Военное издательство

Учебники и учебные пособия

Давыдов С. Л., Жеребцов И. П., Левинзон-Александров Ф. Л., «Радиотехника», изд. 3-е, исправл. и доп., 25 л. (II кв.).

Учебное пособие для войск связи.

Слуцкий В. З., Фогельсон Б. И., Левичев В. Г., Ягодин О. Г., «Основы радиотехники и радиолокации. Индикаторы, выпрямители и полупроводниковые приборы», 25 л. (II кв.).

Рассчитана на курсантов радиотехнических училищ, учащихся учебных заведений, занимающихся изучением радиотехники и радиолокации.

Научно-техническая литература

Баранулько В. А., «Новое в распространении радиоволн», 9 л. (II кв.).

Рассмотрены вопросы практического использования последних достижений в области распространения радиоволн применительно к задачам радиосвязи. Излагаются способы экспериментального определения рабочих частот и зон связи, вопросы использования радиоастрономических данных в практике радиосвязи. Приведены данные, необходимые для приема информации со спутников.

Верещагин Е. М., «Антенны и распространение радиоволн», 20 л. (III кв.).

Рассматриваются основные свойства антенн и радиоволн; устройство, работа и электрические характеристики антенных устройств и передающих линий, встречающихся в аппаратуре войсковой радиосвязи. Изложены особенности распространения радиоволн. Даны практические рекомендации по выбору антенн и волн для связи с подвижными радиостанциями.

Пашков А. Н., Корсаков В. П., «Поверителю радиоизмерительных приборов», 25 л. (II кв.).

Рассматриваются теория радиоизмерений, методические основы поверки, устройство приборов, а также даются сведения о некоторых образцовых установках и методах измерений.

Смирнов Г. Д., Горбачев В. П., «Радиолокационные системы с активным ответом», 7 л. (II кв.).

Изложены основные принципы работы радиолокационных систем с активным ответом, их практическое применение для опознавания, радионавигации, определения координат беспилотных объектов, а также для целей телеметрии.

Освещены некоторые вопросы сверхдальней радиосвязи в космическом пространстве.

Тихонов И. И., Случевский Б. Ф., «Радиолокация и ее применение», 15 л. (I кв.).

Изложены физические основы радиолокации, приведены тактические и технические характеристики радиолокационных станций различного назначения. Даны основы боевого использования радиолокационных средств при решении различных боевых задач. Указаны мероприятия по борьбе с радиопомехами противника.

Серия «Библиотека «Радиолокационная техника»»

Финкельштейн М. И., «Искусственные линии», 5 л. (I кв.).

В брошюре основное внимание уделено физическим процессам, происходящим в искусственных линиях, и рассматриваются вопросы их практического применения.

Серия «Библиотека «Техника связи»»

Анисимов А. Г., «Однополосная радиосвязь», 5 л. (II кв.).

Рассматриваются вопросы однополосной радиосвязи: принцип ее осуществления, работа некоторых элементов схем, способы образования и приема сигнала, искажения сигналов в радиолинии, помехоустойчивость приема, а также некоторые однополосные устройства.

Ягодин В. П., «Буквопечатающая радиосвязь», 6 л. (IV кв.).

Изложены основные принципы буквопечатающей радиосвязи и физические процессы отдельных узлов аппаратуры. Рассматриваются одноканальная и двухканальная системы радиотелеграфной связи, а также многоканальная буквопечатающая связь по однополосным радиоканалам; указаны некоторые особенности эксплуатации буквопечатающих радиолиний.

Справочная литература

Рапопорт З. Г., Бобров К. Е., «Материалы для ремонта радиосредств» (краткий справочник), 15 л. (II кв.).

Приводятся основные характеристики наиболее часто применяемых при ремонте радиотехнических средств материалов.

Трунковский Л. Е., Кузнецов Ю. Л., «Кабели автоматики», 17 л. (II кв.).

Справочник по монтажу и эксплуатации контрольных и специальных кабелей.

Научно-популярная литература

Герасимов Д. Н., «Клистрон», 3 л. (I кв.).

Изложены принципы действия клистронов и рассмотрены различные конструкции клистронов, приведены электрические характеристики и указаны области применения пролетных и отражательных клистронов.

Федоров Е. К., «Советские спутники и космические ракеты», 4 л. (I кв.).

Автор рассказывает о том, каких огромных успехов добились советские ученые и инженеры в запуске спутников и космических ракет.

Издательство «Морской транспорт»

Учебники и учебные пособия

Ковальчук В. С., «Основы радиотехники», 15 л., 5 000 экз. (I кв.).

Учебник для курсантов судоводительских отделений мореходных училищ.

Крылов Н. Н., «Теоретические основы радиотехники», изд. 3-е, 30 л., 3000 экз. (II кв.).

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов радиофакультетов.

Писарев В. А., «Радиооборудование морских судов», 22 л., 5 000 экз. (I кв.).

Учебник для радиотехнических специальностей мореходных училищ.

Положинцев В. А., Байрашевский А. М., Айзинов М. М., «Основы радиотехники и радионавигационные приборы», 25 л., 5 000 экз. (III кв.).

Излагаются физические основы радиотехники и радиоэлектроники. Рассматриваются устройство и принцип действия судовых радионавигационных приборов: слуховых и автоматических визуальных радиопеленгаторов, радиомаяков, фазово-импульсных и радионавигационных систем, дано изложение физических основ радиолокации, устройства и принципа действия судовых радиолокационных станций.

Книга предназначена в качестве учебника для судоводительских факультетов высших инженерных морских училищ.

Научно-техническая литература

«Геофизический сборник», под ред. А. П. Никольского, А. И. Оль, 10 л., 1000 экз. (III кв.).

Сборник содержит статьи, в которых рассматриваются вопросы распространения радиоволн в высоких широтах, магнитно-ионосферные возмущения в Арктике и Антарктике и их связь с солнечной деятельностью.

Давыдов П. С., Иванов В. Г., Блайвас Л. А., Лосс П. М., «Судовая радиолокационная станция «Донец»», 16 л., 10 000 экз. (II кв.).

Книга знакомит с основами устройства, электрическими схемами, конструкцией и принципами регулировки новой судовой навигационной радиолокационной станции «Донец».

Ковальчук В. С., «Основы радиотехники», 4 л., 2 000 экз. (II кв.).

В брошюре кратко изложены основы радиотехники в том необходимом минимуме, который позволяет перейти к изучению судовых радионавигационных приборов.

«Материалы ионосферных наблюдений Третьей континентальной антарктической экспедиции», под ред. Г. Н. Горбушина, 15 л., 1 000 экз. (III кв.).

В книге публикуются таблицы и графики ионосферных параметров по данным ионосферных станций «Мирный» и «Восток» за 1958 г. Материалы предназначены для использования в научных разработках и расчетах условий радиосвязи на дальних и сверхдальних радиолиниях, пересекающих полярные районы.

«Материалы наблюдений дрейфующих станций СП-6 и СП-7 (1957—1958 гг.) по земному магнетизму и ионосфере», под ред. В. М. Дрнацкого, 30 л., 1000 экз. (II кв.).

Приведены материалы ионосферных и магнитных наблюдений, включающие таблицы ежечасных значений критических частот и действующих высот основных слоев ионосферы, минимальных частот отражений и коэффициентов пересчета на наклонное падение. Материалы по земному магнетизму содержат таблицы ежечасных значений вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля Земли, склонения и магнитной активности.

«Судовождение и связь», 8 л., 1000 экз. (IV кв.).

Изложены теоретические разработки центрального НИИ Морского флота по вопросам автоматизации процессов судовождения, развития гирокомпасов, лагов, радиолокаторов, радионавигационных систем, гидроакустики и радиосвязи.

Судпромгиз

Научно-техническая литература

Берман Я. И., Власов В. Н., «Проектирование и изготовление высокочастотных устройств радиолокационных станций», 24 л., 20 000 экз. (I кв.).

Изложена теория проектирования и изготовления волноводных и коаксиальных устройств, объемных резонаторов и антенн сантиметрового диапазона. Приведены данные о проектировании и испытании опытных высокочастотных устройств, освещены достижения отечественной и зарубежной техники в этой области.

Коган Н. Л., Машковский Б. М., Цыбизов К. Н., «Основы теории и расчета элементов волноводных трактов», 25 л., 20 000 экз. (II кв.).

Излагается расчет основных элементов сложных волноводных трактов. Расчеты приводятся на основе электродинамической постановки задачи и ее решения регулярными методами математической физики, обосновываются схемы замещения.

Приводятся расчеты плоско-поперечных неоднородностей, плавных периодов, антенных и волноводных переключателей, фильтров, вращающихся переходов; рассматриваются статические свойства сложных волноводных трактов и вопросы их согласования, а также вопросы расчета схем, содержащих намагниченные ферриты.

Пересада В. П., «Радиолокационная видимость морских объектов», 10 л., 15 000 экз. (II кв.).

Излагаются основные современные методы вычисления поля вторичного излучения различных тел и поверхностей, практические расчеты, необходимые в инженерной практике. Рассказывается об экспериментальных методах измерения полей вторичного излучения. На основании теории акад. В. А. Фока описан метод вычислений вторичного излучения морских объектов, приведены таблицы и номограммы, упрощающие вычисления.

Перов В. П., «Расчет радиолокационных следящих систем с учетом случайных воздействий», 6 л., 20 000 экз. (II кв.).

Изложены методы расчета влияния различного рода помех на точность и дальность действия следящих систем радиолокационных станций с линейным развертыванием луча в режиме кругового обзора. Приводятся простые методы определения оптимальных структурных схем, следящих систем и расчета потенциальных точностей определения координат.

Сидоренко В. В., Малеев П. И., Долгирев Е. И., «Детекторы ионизирующих излучений», 14 л., 10 000 экз. (I кв.).

В книге рассматриваются физические явления, происходящие в детекторах излучений, описываются работа и методика испытаний детекторов. Особое внимание уделяется сцинтилляционным и полупроводниковым детекторам, а также вопросам практического применения детекторов излучений в различных схемах дозиметрических устройств.

Хэрвуд и др., «Влияние ядерных излучений на материалы», перев. с англ., 25 л., 10 000 экз. (II кв.).

Книга представляет собой монографию из 11 докладов, прочитанных в Балтиморском университете (США). Излагаются современные представления о влиянии ядерных излучений на твердые тела; различные вопросы, связанные с проведением экспериментов по изучению влияния облучения на материалы; анализ имеющихся экспериментальных данных; радиационные эффекты в твердых диэлектриках и полупроводниках; данные о действии излучения на органические соединения; вопросы радиационной химии полимеров. Приведена обширная библиография.

Яковчук Н. С., Челноков В. Е., Гейфман М. П., «Плоскостные полупроводниковые триоды», 12 л., 20 000 экз. (II кв.).

Изложены теоретические основы физики полупроводниковых приборов, освещены расчетные данные различных электронных схем на кристаллических триодах.

Дано описание некоторых приборов на кристаллических триодах, употребляемых при оборудовании судов.

Справочная литература

Кочкина Н. Н., Овсищер П. И., «Справочник по полупроводниковым диодам и триодам», 13 л., 35 000 экз. (I кв.).

Справочник содержит краткие технические данные и указания по эксплуатации наиболее распространенных полупроводниковых приборов отечественного производства. Справочник состоит из двух частей. Первая часть охватывает полупроводниковые диоды, вторая часть — полупроводниковые триоды.

Атомиздат

Учебники и учебные пособия

Коллектив авторов под ред. К. Д. Синельщикова, «Высокочастотный нагрев плазмы», 10 л., 6000 экз. (IV кв.).

Дан обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных высокочастотным свойствам плазмы и методам ее нагрева. Используются результаты исследо-

ваний, проведенных в Физико-техническом институте АН УССР, Институте атомной энергии АН СССР, Физическом институте АН СССР и в других советских, а также зарубежных институтах. Исследуются обычные параметрические и нелинейные резонансы в плазме. Производится сравнение различных методов высокочастотного нагрева плазмы. Описываются результаты экспериментальных исследований электронных и ионных резонансов в плазме.

Рассчитана на студентов физических факультетов вузов.

Файнберг Я. Б., «Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой», 10 л., 6000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются вопросы взаимодействия пучков заряженных частиц с плазмой. Дан обзор теоретических и экспериментальных работ. Рассматриваются вопросы возникновения и развития неустойчивостей при взаимодействии пучков заряженных частиц с ограниченной и безграничной плазмой как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля. Определяется спектр возбуждаемых колебаний, инкременты нарастания, потери энергии пучков при движении через плазму. Исследуется влияние взаимодействия пучков с плазмой на ее проводимость и частично на процессы диффузии. Рассматривается вопрос о возбуждении продольных волн большой амплитуды (нелинейные волны), исследуются взаимодействие медленных волн с движущейся плазмой и др. вопросы.

Рассчитана на студентов физико-математических факультетов.

Научная литература

Браун С., «Основы физики плазмы», перев. с англ., 21 л., 7000 экз. (III кв.).

Книга представляет собой учебный курс физики плазмы, читаемый автором в Массачусетском технологическом институте (США). Изложенный материал является основным для понимания различных процессов, связанных с явлениями газового разряда, управляемых термоядерных процессов, изучением верхних слоев атмосферы, процессов ионизации и т. д.

Данжи Дж., «Космическая электродинамика», перев. с англ., 10 л., 7000 экз. (I кв.).

Изложены основы магнитной гидродинамики, главным образом применительно к области астрофизики и геофизики.

Главное внимание уделено основным физическим соображениям и вытекающим из них качественным выводам. Особый интерес представляет изложение основных сведений о магнитогидродинамических явлениях на Солнце и в верхней атмосфере Земли.

Комельков В. С. и др., «Техника получения больших импульсных токов и магнитных полей», 16 л., 5000 экз. (III кв.).

Изложены основы современной техники и теоретических методов расчета установки на большие токи и поля.

Освещен опыт наших институтов, а также зарубежных стран (США, Англия, Германия) по созданию импульсных установок на большие токи и магнитные поля.

Рухадзе А. А. и Силин В. П., «Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред», 20 л., 6000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются электромагнитные свойства плазмы, металлов и молекулярных кристаллов.

Освещены основные результаты, полученные в большом количестве работ как отечественных, так и зарубежных ученых.

Фюнфер Е., Нейерт Х., «Счетные трубки и сцинтилляционные счетчики», перев. с нем., 22 л., 10 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена современным методам регистрации радиоактивных излучений и соответствующим детекторам, а также радиоэлектронным приборам. Рассматриваются свойства и особенности применения разнообразных видов газоразрядных счетчиков, черенковских счетчиков, фотоэлектронных умножителей и кристаллов (сцинтилляционных счетчиков), вопросы технологии изготовления газоразрядных счетчиков. Описаны основные виды современной регистрирующей радиоэлектронной аппаратуры — усилители импульсов, амплитудные анализаторы и др.

Приведена обширная библиография.

Научно-популярная литература

Моргулис Н. Д., «Термоэлектронный (плазменный) преобразователь энергии», 5 л., 30 000 экз. (III кв.).

Франк-Каменецкий Д. А., «Плазма — четвертое состояние вещества», 8 л., 30 000 экз. (II кв.).

Издательство Московского университета

Учебники и учебные пособия

Брандт А. А., «Техника монтажа и налаживания радиосхем», изд. 3-е, 22 л., 50 000 экз. (IV кв.).

Книга содержит описание входных цепей измерительной аппаратуры и различных деталей, используемых в радиосхемах. Рассматривается теория протекающих

в радиосхемах явлений, приведена методика расчета некоторых наиболее характерных элементов радиосхем. Изучается налаживание усилителей, генераторов, мультивибраторов и другой аппаратуры, применяющейся для снятия характеристик схем с учетом влияния входных цепей измерительных приборов. В книге даны схемы на полупроводниковых триодах, методика расчета и указания по их монтажу.

Рассчитана на студентов университетов и технических вузов.

Григорьянц В. Г., «Основные характеристики радиолокационных станций», 8 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагаются физические принципы радиолокационного обнаружения и определения координат объектов, режим работы, состав, взаимодействие элементов и особенности различных типов радиолокационных станций, содержание, выбор и взаимосвязь основных характеристик и параметров радиолокационной аппаратуры.

Учебное пособие для студентов физических университетов и вузов.

Малицкий А. Н., «Единицы измерения электрических и магнитных величин», 2,5 л., 25 000 экз. (I кв.).

Дан краткий обзор наиболее употребительных систем единиц измерения электрических и магнитных величин.

Регельсон Л. М., «Физические процессы в блокинг-генераторе», 8 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрены типовые варианты и режимы работы схем блокинг-генераторов, в том числе вопросы синхронизации и деления частоты. Основное внимание обращено на выяснение физической сущности процессов, дано обоснование расчета схем блокинг-генераторов.

Книга рассчитана на студентов вузов.

Семенов А. А., «Теория электромагнитных волн», 12 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются общие закономерности электромагнитных волновых процессов, излагается теория плоских волн, даны теоретические сведения о распространении электромагнитных волн в гиротропных средах, рассмотрены вопросы теории цилиндрических волн, а также вопросы распространения радиоволн в присутствии направляющих поверхностей. Освещены закономерности колебательных процессов в объемных резонаторах.

Книга рассчитана на студентов радиофизических и радиотехнических специальностей.

Чечерников В. И., «Магнитные измерения», под ред. Е. И. Кондорского, 25 л., 10 000 экз. (III кв.).

Излагаются основные методы исследования магнитных свойств вещества в постоянных и переменных магнитных полях. Рассмотрены прецизионные методы измерений. Описываются магнитные методы исследования, разработанные в последнее время.

Учебное пособие для студентов.

Издательство Ленинградского университета

«Распространение радиоволн», сборник статей, 13 л., 5 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются вопросы распространения радиоволн в ионосфере над плоской и сферической земной поверхностью в импульсном и стационарном режимах. Приводятся новые разложения для электромагнитного поля приподнятого диполя над плоской землей. Исследуется распространение радиоволн над слоистыми трассами, приводятся результаты экспериментальных исследований переходных процессов, имеющих место при излучении и распространении радиоволн.

Фок В. А., «Лекции по основам квантовой механики», 8 л., 5000 экз. (II кв.).

Книга представляет собой переработанные лекции вводной части курса квантовой механики, прочитанные автором на Физическом факультете Ленинградского университета. Основное внимание в ней уделено методологическим вопросам квантовой механики.

Книга рассчитана на студентов, аспирантов и научных работников.

Издательство Харьковского университета

Горелик А. Л., «Электронные, ионные и полупроводниковые приборы», 15 л., 10 000 экз. (I кв.).

Учебное пособие для радиотехнических институтов и факультетов.

Государственное издательство стандартов (Стандартгиз)

ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева. Сборники трудов

«Исследования в области измерения давления и вакуума», 8 л., 3000 экз. (IV кв.).

Сборник посвящен работам по созданию и исследованию точных приборов для измерения малых, абсолютных и избыточных давлений.

«Исследования по методике оценки погрешностей измерений», 8 л., 3000 экз. (II кв.).

Рассматриваются как общие вопросы методики оценки погрешностей в различных областях измерений, так и частные вопросы этой оценки в линейных измерениях и в области радиотехники.

«Точные измерения тока, напряжения и мощности в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот», 9 л., 3000 экз. (IV кв.).

Систематизированный обзор различных методов измерения основных электрических величин в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот.

ВНИИ Комитета стандартов, мер и измерительных приборов

Булдакова Р. И., Кипаренко В. И., «Аппаратура для измерения напряжения на высоких и сверхвысоких частотах», 4 л., 5000 экз. (IV кв.).

В монографии приведен критический обзор находящихся в эксплуатации отечественных приборов для измерения напряжения на высоких и сверхвысоких частотах, дан обзор современной зарубежной аппаратуры, описываются средства и излагаются методы градуировки и поверки приборов, предназначенных для измерения напряжения высоких и сверхвысоких частот.

Бурдун Г. Д., «Методы измерения диэлектрической проницаемости и потерь на сверхвысоких частотах», 12 л., 3000 экз. (II кв.).

В книге дается обзор современного состояния вопроса о методах и приборах для измерения электрических характеристик материалов в области сверхвысоких частот.

Чернышев Е. Т., Чернышева Н. Г., Чечурина Е. Н., «Магнитные измерения на постоянном и переменном токах», 8 л., 5000 экз. (IV кв.).

Монография содержит описание эталонов и образцовых мер магнитных единиц, современных методов измерения напряженности постоянных и переменных магнитных полей, методов испытания ферромагнитных и магнитных материалов на постоянном и переменном токах. Дано описание методики измерения магнитного потока.

ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений. Сборники трудов

«Измерение частоты», 12 л., 3000 экз. (IV кв.).

Освещаются проблемы измерения частоты электрических колебаний и несения государственной службы частоты. Рассматриваются методы получения эталонных частот с помощью кварцевых и молекулярных генераторов и микроволновых реперов. Приводятся результаты исследования условий стабильной работы кварцевых генераторов и преобразователей частоты.

В сборнике изложены вопросы приема, передачи и измерения эталонных частот, а также дополнительные погрешности при распространении эталонных частот в различных электрических цепях и по радио, методы их устранения.

«Радиоизмерения», 20 л., 3 000 экз. (III кв.).

В сборниках (1 и 2) представлены статьи по вопросам точных измерений мощности, напряжений, токов, напряженности поля, шумов, ослаблений, параметров импульсов и параметров материалов.

Освещены вопросы исследования погрешностей радиоизмерительных приборов.

«Проверка радиоизмерительных приборов» (сборник инструкций и методических указаний), 15 л., 3000 экз. (III кв.).

Содержит 20 инструкций и методических указаний по поверке радиоизмерительных приборов, эхо-резонаторов, гетеродинных частотомеров, генераторов, ламповых вольтметров, измерителей малой мощности, объективных шумомеров и др.

Издательство Досааф

Научно-популярная и техническая литература

Бунимович С. Г., Яйленко Л. П., «Радиопередача и радиоприем на одной боковой полосе частот», 8 л., 50 000 экз. (III кв.).

Коллектив авторов, «Лучшие конструкции 16-й выставки радиолюбителей», 8 л., 50 000 экз. (II кв.).

Лабутин Л. М., «Приемно-передающие устройства любительских радиостанций», 5 л., 25 000 экз. (II кв.).

Сворень Р. А., «Конструирование любительских радиовещательных приемников», 8 л., 50 000 экз. (IV кв.).

Трофимов К. Н., «Помехи радиолокационным станциям», 3 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Шейко В. П., «Антенны любительских радиостанций», 3 л., 50 000 экз. (II кв.).

Госхимиздат

Алексеев Н. Г., Прохоров В. А., Чмутов К. В., «Применение электронных приборов в физико-химических исследованиях», под ред. К. В. Чмутова, 25 л., 15 000 экз. (II кв.).

Книга представляет собой руководство по применению различных электронных схем для физико-химических исследований; описаны используемые в схемах детали отечественного производства и указаны возможные их заменители; описаны фабричные электронные приборы и правила пользования ими.

Издательство «Знание»

Яглом А. М., «Теория информации».

Брошюра знакомит с основами современной теории информации. Описываются методы исследования процессов хранения и передачи информации. Освещено значение теории информации как части кибернетики. Рассмотрены основные направления, связанные с развитием электронно-вычислительных устройств. Приведены примеры практического применения теории информации в различных областях науки, техники и культуры.

* * *

Общий объем книг по радиотехнике, электронике и смежным областям знаний, запланированных к изданию в 1961 г., составляет свыше 6000 л. Из них научно-технических свыше 4000 л. (~ 68%), учебников и учебных пособий 900 л. (~ 14%) справочных 675 л. (~11%) и научно-популярных 425 л. (~7%).

Из общего объема на долю радиотехники приходится ~ 60% (свыше 3500 л.), электроники ~ 22% (1300 л.) и на смежные области (математика, физика, технология, общая справочная литература) ~ 18% (свыше 1100 л.).

По объему издаваемой в 1961 г. литературы по радиоэлектронике издательства распределяются следующим образом: Госэнергоиздат — свыше 1500 л., Физматгиз, Издательство иностранной литературы — свыше 900 л., Издательство Академии наук СССР — 700 л., Издательство «Советское радио» — 600 л., Связьиздат — 400 л.

Г. С. Ланцберг

СООБЩЕНИЕ О МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

В редакцию поступила просьба от Оргкомитета конференции опубликовать сообщение о том, что вторая Международная конференция по квантовой электронике состоится в Беркли, Калифорния, 23—25 марта 1961 г. Главное внимание будет уделено базовой теории, достигнутому прогрессу и новым исследованиям в данной области. Будут затронуты вопросы методов генерирования миллиметровых и более коротких волн, когерентных источников, усилителей, фундаментальных исследований веществ и техники для наивысших частот.

Справки по адресу: Professor ***J. R. Singer, Chairman,*** *Second International Conference on Quantum Electronics, Department of Electrical Engineering, University of California, Berkeley 4, California.*

АЛЕКСАНДР НИКОЛАЕВИЧ ЩУКИН

(К шестидесятилетию со дня рождения)

22 июля 1960 года исполнилось 60 лет со дня рождения крупнейшего ученого нашей страны в области радиотехники академика Александра Николаевича Щукина.

2 декабря 1960 года советская научно-техническая общественность отмечала этот юбилей ученого и тридцатипятилетие его научной, педагогической и общественной деятельности на заседании, организованном Отделением технических наук Академии наук СССР, Всесоюзным научным советом по радиофизике и радиотехнике АН СССР, Государственным Комитетом Совета Министров СССР по радиоэлектронике, Институтом радиотехники и электроники АН СССР, Научно-техническим обществом радиотехники и электросвязи имени А. С. Попова и другими организациями.

В 1927 году А. Н. Щукин окончил Ленинградский электротехнический институт имени В. И. Ульянова (Ленина) по радиотехнической специальности.

Свою научную деятельность А. Н. Щукин начинает еще в студенческие годы. С 1923 года он работает в Центральной радиолаборатории Треста заводов слабого тока под руководством проф. Д. А. Рожанского в области генерирования мощных колебаний на коротких волнах и бескварцевой стабилизации частоты.

Научные исследования А. Н. Щукина во все периоды его деятельности всегда были посвящены актуальным проблемам радиотехнической науки. Его работы в период конца двадцатых и начала тридцатых годов в области теории, методов расчета и экспериментальных исследований распространения коротких радиоволн получили всеобщее признание.

Научные интересы А. Н. Щукина исключительно разнообразны. Распространение радиоволн, стабилизация частоты колебаний, радиопеленгование, помехоустойчивость радиоприемных устройств, переходные процессы в сложных электрических цепях, системы радиосвязи, радиолокации, телеуправление — вот далеко не полный перечень областей радиоэлектроники, в которые А. Н. Щукин внес большой вклад своими исследованиями.

Научные заслуги А. Н. Щукина получили высокую оценку. В 1937 году он защищает докторскую диссертацию, в 1946 году он был избран членом-корреспондентом, а в 1953 году — действительным членом Академии наук СССР.

Наряду с научной деятельностью А. Н. Щукин, начиная с 1929 года, в течение многих лет ведет педагогическую работу и руководит кафедрами в ряде Высших учебных заведений. Созданный им труд «Распространение радиоволн» и одноименный курс, который он читал в течение 12 лет в Ленинградском электротехническом институте имени В. И. Ульянова (Ленина), сыграл весьма большую роль в подготовке радиотехнических кадров нашей страны.

А. Н. Щукин сочетает в себе талант крупнейшего ученого-теоретика, экспериментатора, новатора и изобретателя с талантом замечательного организатора и общественного деятеля.

Заслуги А. Н. Щукина высоко оценены. Его плодотворная деятельность отмечена рядом правительственных наград.

Пожелаем нашему дорогому юбиляру долгих лет столь же плодотворной научной, общественной и руководящей работы на благо нашей великой Родины.

Редколлегия

MTA Számítástechnikai Könyvtára

CONTENTS

Aksenov V. I. Scattering of radio waves on periodically rough surfaces with the finite conductivity by means of Kirchoff method 347
Karpeev G. A. Application of a two-element interferometer for investigation of field fluctuations 355
Malyshev V. A., Mikhalevskii V. S. On the theory of TWT oscillators with weak feedback 363
Sovetov N. M. Generalizing of full impedances diagram in the case of microwave channels with negative resistance 371
Molokovskii S. I., Sushkov A. D. Investigation of the electric field of a dense bunch of charged particles 375
Zubenko Yu. V. Study of W_2C monocrystal emitters shape using an electron microscope 381
Ptushinskii Yu. G. Influence of adsorption upon thin metal films resistance. P. II. Electropositive atoms 384
Zastenker G. N., Solntsev G. S., Shvilkin B. N. On mechanism of formation of a low pressure high-frequency discharge in the air 387
Poliak I. M. Electric current in Penning tubes 395
Sokolov Yu. F. Modified two-terminal network method for determination of semiconductor diodes contact impedance in microwaves 399
Solovjev E. G., Karlova E. K. Stub slow-wave structure for paramagnetic amplifier 406
Karlov N. V., Pimenov Yu. P., Prokhorov A. M. Saturation and recovery time of paramagnetic amplifiers 410
Karlov N. V., Pimenov Yu. P., Prokhorov A. M. Sensitivity of radio-receiver devices with paramagnetic amplifiers 416
Kalachev P. D., Salomonovich A. E. Radiotelescope with a 22-meter parabolic reflector (Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR) . . . 422
Karachun A. M., Kuzmin A. D., Salomonovich A. E. Investigation of some electrical parameters of the antenna of a 22-meter radiotelescope (Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR) 430
Piskunov A. K., Muromtsev V. I. Some special features of radiospectroscopes with transit and reflector cavities 437

BRIEF-REPORTS

Persikov M. V. Filter of H_{02} wave in a circular waveguide 444
Persikov M. V. H_{01} wave excitation in a circular waveguide 446

LETTERS TO THE EDITOR

Alber S. I., Bespalov V. I. On a diffusion equation for a statistically irregular waveguide 448
Gerzenstein M. E., Vasiliev V. B. Concerning S. I. Alber's and V. I. Bespalov's letter «On a diffusion equation for a statistically irregular waveguide» . . . 449

REVIEWS AND BIBLIOGRAPHY

Lanzberg H. S. Books on radioengineering and electronics in 1961 (review of the publishers' schemes) 451

CHRONICLE

Aleksander Nicolaevich Shchukin *(60 years since birthday)* 479

Цена 1 руб. 38 коп.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

КОНТОРА «АКАДЕМКНИГА»

Издательство Академии наук СССР выпускает в 1961 г. **шеститомное издание трудов Первого Международного конгресса Международной федерации по автоматическому управлению (ИФАК).**

Первый Международный конгресс ИФАК состоялся в июне — июле 1960 г. в Москве. В нем приняли участие виднейшие специалисты 29 стран. Обсуждались вопросы автоматического управления в различных областях человеческой деятельности (промышленность, транспорт, сельское хозяйство, связь и др.).

Труды Конгресса включают доклады и дискуссии по ним.

Первые три тома посвящены теории автоматического управления, четвертый том — техническим средствам автоматики, пятый и шестой — применению автоматики.

Первый том открывается статьей академика В. А. Трапезникова «Автоматика и человечество». В этот том входят 50 докладов и дискуссии по ним, посвященных теории непрерывных линейных и нелинейных систем, а также специальным математическим проблемам. *Цена книги — 4 руб.*

Второй том включает 57 докладов и дискуссий, содержащих обширный материал по теории дискретных, оптимальных и самонастраивающихся систем. *Цена книги — 5 руб.*

Третий том содержит 41 доклад и дискуссии по ним. В этих докладах и дискуссиях обсуждаются: статистические проблемы автоматики, теория структур и построения сигналов, моделирование и экспериментальные методы исследования, терминология, подготовка специалистов и другие вопросы. *Цена книги — 3 р. 25 к.*

Четвертый том охватывает 57 докладов и дискуссий по ним, посвященных электрическим и магнитным элементам автоматики, электрическим вычислительным и моделирующим устройствам, программирующим элементам и управляющим машинам, датчикам, элементам и системам автоматического контроля и регулирования, пневматическим средствам автоматики и вычислительной техники, приборам и устройствам автоматического контроля. *Цена книги — 5 руб.*

Пятый том представлен 40 докладами и дискуссиями по ним, заслушанными на секциях автоматизации машиностроения, автоматизации энергосистем, автоматизированного электропривода и электрических машин, автоматизации транспорта. *Цена книги — 3 р. 25 к.*

Шестой том содержит 40 докладов и дискуссии по ним. Они разрабатывают проблемы управления производственными процессами, автоматизации химической и нефтеперерабатывающей промышленности, автоматизации тепловых процессов, автоматизации металлургических процессов. *Цена книги — 3 р. 25 к.*

Издание представляет большой интерес для специалистов различных отраслей народного хозяйства, науки и техники, занимающихся вопросами автоматизации. Издание ценно тем, что в нем излагаются достижения в области теории и практики автоматического управления как в СССР, так и в зарубежных странах.

Издание хорошо иллюстрировано.

Общий объем издания — 320 авт. листов. *Цена 23 р. 75 к.*

Заказы принимаются как на всё издание, так и на отдельные тома.

Предварительные заказы на **Труды Первого Международного конгресса по автоматическому управлению** принимаются магазинами книготоргов и «Академкнига».

Для получения книг почтой
заказы направлять в контору «Академкнига»

МОСКВА, ЦЕНТР, Б. ЧЕРКАССКИЙ ПЕР., 2/10
ОТДЕЛ «КНИГА—ПОЧТОЙ» КОНТОРЫ «АКАДЕМКНИГА»
ИЛИ В БЛИЖАЙШИЙ МАГАЗИН «АКАДЕМКНИГА»

АДРЕСА МАГАЗИНОВ «АКАДЕМКНИГА»:
МОСКВА, УЛ. ГОРЬКОГО, 6 (МАГАЗИН № 1); МОСКВА, 1-й АКАДЕМИЧЕСКИЙ ПРОЕЗД, 55/Е (МАГАЗИН № 2); ЛЕНИНГРАД, ЛИТЕЙНЫЙ ПРОСПЕКТ, 57; СВЕРДЛОВСК, УЛ. БЕЛИНСКОГО, 71-в; КИЕВ, УЛ. ЛЕНИНА, 42; ХАРЬКОВ, ГОРЯИНОВСКИЙ ПЕР., 4/6; АЛМА-АТА, УЛ. ФУРМАНОВА, 129; ТАШКЕНТ, УЛ. КАРЛА МАРКСА, 29; БАКУ, УЛ. ДЖАПАРИДЗЕ, 13.

«Академкнига»

1961 APR 19